PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 3 — 1. Februar 1933 — Redaktionsschluß für Nr. 5 am 14. Februar 1933. — 34. Jahrgang

INHALT:

Zusammenfassende Berichte:

A. Nikuradse, Elektrizitätsleitung bei hohen Feldern in dielektrischen Flüssigkeiten. S. 97.

Originalmitteilungen:

W. Kluge, Über das Auftreten und die Deutung der selektiven lichtelektrischen Elektronenemission an zusammengesetzten Alkalikathoden. S. 115.

J. Zahradníček, Resonanzmethode für die Messung der Gravitationskonstante mittels der Drehwaage. S. 126.

G. Mönch und H. Sturm, Über die Verwendung der mit Quecksilber betriebenen Wasserstrahlpumpen als Hochvakuumpumpen. S. 134.

G. A. Kugler und A. Roggendorf, Einflüsse von achsialen Magnetfeldern auf die positive Säule des Quecksilberdampfbogens. S. 136.

H. Senftleben, Bemerkungen zur Frage der Einwirkung magnetischer Felder auf das Wärmeleitvermögen und die innere Reibung von Gasen. S. 141.

Besprechungen:

Ph. Frank, Das Kausalgesetz und seine Grenzen. S. 142.

Fr. Schröter, Handbuch der Bildtelegraphie und des Fernsehens. S. 143.

L. Prandtl, Abriß der Strömungslehre. S. 144.

C. J. Smith, Intermediate Physics. S. 144.

Tagesereignisse. S. 144.

Personalien. S. 144.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Elektrizitätsleitung bei hohen Feldern in dielektrischen Flüssigkeiten.

Von Alexander Nikuradse.

Inhaltsverzeichnis.

1. Abgrenzung des Gebiets. Stromleitung bei niedrigen Feldern.
2. Einfluß von Suspensionen und Kolloidenlösungen.
3. Die zeitliche Abhängigkeit der Stromstärke.
4. Hochfrequenzleitfähigkeit.
5. Über den Stromleitungsmechanismus bei hohen Feldern.
6. Die Abhängigkeit der Stromstärke von der Elektrodenflächengröße.
7. Polaritätseffekt.
8. Einfluß der Temperatur.
9. Einfluß des Druckes.
10. Glimmerscheinung. Spitzenstrom.
11. Potentialverteilung bei hohen Feldern.
12. Literaturverzeichnis.

1. Abgrenzung des Gebiets. Stromleitung bei niedrigen Feldern.

Der allgemeine Verlauf der Beziehung zwischen dem Strom und der angelegten Spannung bei Plattenelektrodenanordnung (mit Erdring) ist in der Fig. 1 schematisch dargestellt. Die Aufgabe des vorigen Aufsatzes (30) war, über die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Natur der Entstehung der Ladungsträger und ihres Verhaltens bei niedrigen Feldern, und zwar im ersten und zweiten Gebiet (s. Fig. 1), zu berichten (1, 2).

Der vorliegende Bericht beschäftigt sich ausschließlich mit den Erscheinungen, die im Gebiet der hohen Feldstärken (s. Fig. 1) auftreten.

In dem vorhergehenden Bericht (30) haben wir erkannt, daß die Ladungsträger, die in dielektrischen Flüssigkeiten vorhanden sind, entstehen können 1. infolge von Dissoziation elektrolytischer Beimengungen, 2. infolge der Ionisation durch Strahlung, 3. infolge der Vorgänge an den Elektroden, 4. infolge der lichtelektrischen Wirkungen an der Kathode. In den Fällen 1 und 2 haben wir es mit Volumenionisation zu tun, und der Anteil des Sättigungsstromes, der von 1 und 2 herrührt, wächst mit der Elektrodenentfernung proportional. In den

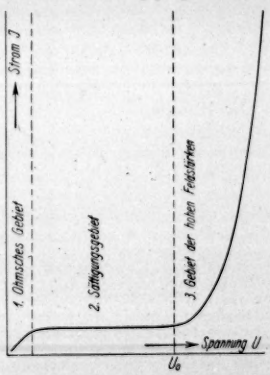

Fig. 1. Allgemeiner Verlauf der Atom-Spannungs-Charakteristik in reiner Flüssigkeit.

Fällen 3 und 4 findet Flächenionisation statt und die Stromstärke, die dadurch entsteht, nimmt mit der Elektrodenentfernung praktisch nicht zu, ja in manchen Fällen nimmt sie sogar ziemlich stark ab. In ungereinigten bzw. in mäßig gereinigten Flüssigkeiten überwiegt die erste Art der Ionenerzeugung. Mit fortdauernder Reinigung der Flüssigkeit, der Elektroden und des Versuchsgefäßes wird sie in sehr starkem Maße unterdrückt und man erkennt, daß dann hauptsächlich die ionenerzeugenden Ursachen 2, 3 und 4 wirksam sind, wobei 4 bei gewöhnlichem Tageslicht keine Rolle spielt. Durch Abschirmung des Versuchsgefäßes mit einem dickwandigen Bleimantel kann man die Wirkung der Strahlung sehr herabsetzen, aber wir sind nicht in der Lage, die dritte Ursache unmittelbar zu beeinflussen. Infolgedessen ist zu erwarten, daß die frei beweglichen Ladungsträger in dielektrischen Flüssigkeiten auch im extremen Fall vorhanden sind. Diese Elektrizitätsträger bilden den Leitungsstrom im ersten und zweiten Gebiet der Stromspannungscharakteristik. Das Auftreten des Sättigungsstromes kann so gedeutet werden, daß bei den Sättigungsspannungen alle in der Zeiteinheit erzeugten Ladungsträger aus dem Elektrodenzwischenraum entfernt werden. In gut gereinigtem Toluol bleibt der Sättigungsstrom mit wachsender Spannung U bzw. Feldstärke $\mathfrak{E} = U/\delta$ (δ = Elektrodenentfernung) unverändert, bis die mittlere Feldstärke den Wert 110 bis 120 kV/cm erreicht hat. Von dieser Grenzspannung U_0 bzw. der Grenzfeldstärke $\mathfrak{E}_0 = U_0/\delta$ fängt der Strom an sehr stark zu steigen. Offenbar tritt hier ein neuer Stromleitungsmechanismus in Funktion. Steigert man die mittlere Feldstärke von etwa $1{,}20 \cdot 10^5$ Volt/cm auf $4{,}0 \cdot 10^5$ Volt/cm, so wächst der Strom etwa um das 20000fache des Sättigungsstromes. Bei einer Vergrößerung der mittleren Feldstärke über die Grenzfeldstärke $\mathfrak{E}_0$ etwa um eine Zehnerpotenz, also von $1{,}20 \cdot 10^5$ auf $1{,}3 \cdot 10^6$ Volt/cm, erfolgt bereits die elektrische Funkenentladung (Durchschlag). Der Mittelwert der Durchschlagsfeldstärke $\mathfrak{E}_d = U_d/\delta$ (U_d = Mittelwert der Durchschlagsspannung) beträgt in gut gereinigtem Toluol etwa $1{,}3 \cdot 10^6$ Volt/cm[1]).

1) In der Fig. 19 der Arbeit „Die Abhängigkeit der Ionisierungszahl von der Feldstärke und die mittlere „Ionisierungsfeldstärke" in Flüssigkeiten" (26) bzw. in der Fig. 1 des vorigen Berichts (30) ist nicht erwähnt worden, daß die Funkenentladungsfeldstärke $\mathfrak{E}_d = 1{,}3 \cdot 10^6$ Volt cm in reinerer Toluolprobe (Sättigungsstromdichte $i_s \approx 10^{-16}$ Amp cm^2) gemessen wurde als die in der Fig. dargestellte Stromspannungscharakteristik von Toluol aufgenommen wurde. Den Anlaß für diese Bemerkung gab mir ein Brief von Herrn F. Koppelmann, wofür ich ihm meinen besten Dank ausspreche.

2. Einfluß von Suspensionen und Kolloidenlösungen.

Die in der Praxis verwendeten Flüssigkeiten enthalten gewöhnlich Suspensionen, Kolloidlösungen usw. Deswegen ist es zweckmäßig, den Einfluß dieser Beimengungen auf die Leitfähigkeit der Flüssigkeiten zu kennen.

Die kataphoretische Wanderungsgeschwindigkeit stimmt mit der Geschwindigkeit der elektrolytischen Ionen (und zwar der langsamsten unter denselben) überein. Es ist zu erwarten, daß die Leitfähigkeit einer hinreichend fein zerteilten Emulsion bzw. Suspension größer sein muß als die des reinen Lösungsmittels, sogar auch dann, wenn die suspendierte Substanz selbst schlechter leitet (Oberflächenwirkung der Suspensionen bzw. Emulsionen). Stock (16) untersuchte den Einfluß der Suspensionen auf die Leitfähigkeit der dielektrischen Flüssigkeiten. Er setzte sorgfältig getrockneten Quarzsand, drei Sorten verschiedener Korngröße, Toluol, Nitrobenzol, Anilin, Methylalkohol zu. Von diesen vier Flüssigkeiten hat sich Nitrobenzol am geeignetsten gezeigt. Die Leitfähigkeit stieg mit dem Zusatz von Quarzsand. Leider sind bis jetzt keine Messungen in äußerst gereinigten dielektrischen Flüssigkeiten mit ebenso reinen Suspensionen ausgeführt worden. Wenn der Quarzsand im obigen Fall auch sorgfältig getrocknet war, so schließt dies doch nicht den Einfluß der Verunreinigungen aus, die auf der Oberfläche der Quarzkörner sitzen. Smoluchowski (15) hat auf theoretischem Wege gezeigt, daß bei dielektrischen Flüssigkeiten, die mit festen Körpern (enge Kapillare, Pulver usw.) eine große Berührungsoberfläche haben, der Strom, der durch die Berührung zweier Phasen entsteht (Oberflächenstrom), die Eigenleitfähigkeit der Flüssigkeit bei weitem überdecken könnte. Bei gut leitenden wäßrigen Salzlösungen ist die Oberflächenleitung ganz zu vernachlässigen. Kolloide Lösungen leiten in der Regel bedeutend besser als Wasser, doch liegen ganz einwandfreie Messungen nicht vor.

Es ist zu erwarten, daß die Suspensionen auch bei hohen Spannungen von Bedeutung sind.

Der Einfluß der fremden Beimengungen auf die Stromstärke bei hohen Feldern wurde bei Elektrodenanordnung: Spitze gegen Platte eingehend studiert (9) und festgestellt, daß durch Entfernung der fremden Beimengungen (Filtration, Trocknung, elektrischer Stromdurchgang) die Stromstärke bedeutend herabgesetzt wird. Auch die symmetrische Elektrodenanordnung hat bei hohen Feldstärken dasselbe Resultat ergeben (13, 31).

Es soll hier kurz erwähnt werden, daß die an den Elektroden haftenden fremden Substanzen (Verunreinigungen) großen Einfluß auf die Stromstärke auch bei hohen Feldern erwiesen haben. [Einfluß der Reinheit siehe (23, 30).]

3. Die zeitliche Abhängigkeit der Stromstärke.

Der Strom kurz nach dem Anlegen der Spannung ist groß, er fällt mit der Zeit. Auch hängt die Zeit t, in der der konstante Endwert des Stromes erreicht wird, von der Reinheit der Flüssigkeit und der Elektroden ab (9, 14, 32). Mit zunehmender Reinheit wird t kürzer. Auch die Natur der Flüssigkeit spielt hier eine Rolle, z. B. in Mineralölen ist diese zeitliche Abhängigkeit $I = f(t)$ durch Reinigung leicht zu beseitigen. Mäßig gereinigte Öle zeigen praktisch keine Abhängigkeit, hingegen ist in gut gereinigten Hexanproben noch eine geringe Zeitabhängigkeit zu beobachten.

Auch bei hohen Feldstärken müssen wir die Begriffe der statischen (stationäre Ströme) und dynamischen Charakteristiken einführen. Die in diesem Kapitel mitgeteilten Ergebnisse stellen Messungen im stationären Zustand dar.

Die Ursachen der zeitlichen Abhängigkeit der Stromstärke bei konstanter hoher Spannung (drittes Gebiet der Charakteristik) sind vermutlich dieselben, die im Ohmschen bzw. im Sättigungsgebiet wirksam sind: Ab- und Aufbau der Feldverzerrung und die elektrolytischen Beimengungen; die letzten beeinflussen den Feldverzerrungsgrad und den zeitlichen Verlauf der Feldverzerrung (40).

Warburg, Kohlrausch und Heydweiller nahmen als Grund der zeitlichen Abhängigkeit nur die elektrolytischen Beimengungen an (30).

Auch L. S. Ornstein, G. J. D. J. Willemse und J. H. G. Mulders (7, 11) erklären die von ihnen in Transformatorenöl beobachtete zeitliche Abhängigkeit des Stromes durch den elektrolytischen Vorgang. Sie denken sich die Leitung aus zwei Teilen bestehend, ein konstanter Teil σ_0 und ein veränderlicher σ. Nimmt man weiter an, daß in erster Annäherung die Leitung der Konzentration proportional ist, mithin $\sigma = b \cdot c$; $d\sigma = b \cdot dc$, so ist der Totalwert der Leitung $S = \sigma_0 + \sigma = \sigma_0 + bc$. Den Ausdruck $-dc$ setzen sie dem Ionenstrom proportional und erhalten die Menge, die in der Zeit dt durch Elektrolyse aus dem Öl tritt: $dc = -ai \cdot dt$ (i = Strom). Daraus ergibt sich $d\sigma = -abidt$. Es ist aber $i = \mathfrak{E} \cdot \sigma$, und deshalb erhält man $d\sigma = -ab\mathfrak{E} \cdot \sigma dt$ oder $\sigma = A \cdot e^{-ab\mathfrak{E}t}$, und damit $S = \sigma + Ae^{-ab\mathfrak{E}t}$. Von 14 Ölproben haben 10 diese Beziehung bestätigt. Auch die Messungen von F. Kautzsch (8) zeigen denselben Verlauf. Die von den obigen Autoren beobachtete Zunahme des Leitvermögens mit der Zeit führen sie auf die Rückdiffusion der durch Elektrolyse entfernten Substanzen zurück. Auch sie beobachteten die Zunahme des Leitwertes, wenn sie die Feldrichtung am Meßkondensator umkehrten und der Strom vorher seinen konstanten Wert erreicht hatte. Nachdem der Strom nach dem Umpolen das Maximum erreicht hatte, fiel er wieder ab. Die verwendeten Spannungen lagen nicht über 20 kV. Die Stromspannungskurven zeigten keine Sättigung. Die Flüssigkeiten wiesen ziemlich große Leitfähigkeiten auf.

Weitere Ausführungen über die zeitliche Abhängigkeit der Stromstärke und die zugehörige Literatur siehe (30).

4. Hochfrequenzleitfähigkeit.

Aus der zeitlichen Abhängigkeit der Stromstärke ist ersichtlich, daß bei kurzzeitiger Spannungseinwirkung eine größere Stromdichte zu erwarten ist als nach einer langen Einwirkungsdauer, d. h. im stationären Zustand. Eine Wechselspannung muß deswegen einen höheren Stromwert zur Folge haben als eine Gleichspannung von derselben Höhe im stationären Zustand. Je reiner aber die Flüssigkeit ist, desto geringer ist die Zeitabhängigkeit der Stromstärke. Deswegen ist ein geringerer Unterschied zwischen der Wechsel- und Gleichspannungsleitfähigkeit in reinen Substanzen zu erwarten, soweit dieser Unterschied nur von der Funktion $I = f(t)$ herrührt.

Der zweite Grund für den Unterschied zwischen Wechsel- und Gleichspannungsleitfähigkeit besteht in dem Dipolcharakter der Flüssigkeitsmoleküle und findet seine Deutung in der Debyeschen Dipoltheorie (20). Für diese letzten Untersuchungen müssen die Versuchsflüssigkeiten äußerst gereinigt werden, damit die erste Ursache der Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit sehr heruntergedrückt bzw. beseitigt wird.

Durch die Einwirkung des elektrischen Feldes werden die Dipole orientiert. Sind Wechselfelder vorhanden, so können die Dipole dem Felde folgen, wenn die Frequenz sehr gering ist. Mit steigender Frequenz vermögen die Dipolmoleküle dem Felde nicht mehr zu folgen, die Polarisation in irgendeinem Zeitpunkt entspricht nicht dem Felde und es tritt eine Phasenverschiebung auf: der Maximalwert der Polarisation eilt dem Maximalwert der Feldstärke um einen bestimmten Phasenwinkel nach. Deswegen erscheint die Dielektrizitätskonstante komplex,

deren reeller Teil mit steigender Frequenz abnimmt und deren imaginärer Teil für eine bestimmte Wellenlänge ein Maximum erreicht. Ist

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'',$$

so erhalten wir nach Debye (20):

$$\varepsilon' = n^2 + \frac{\varepsilon - n^2}{1 + \left(\frac{\varepsilon+2}{n^2+2}\right)^2 \omega^2\tau^2},$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon - n^2)\,\frac{\frac{\varepsilon+2}{n^2+2}\,\omega\tau}{1 + \left(\frac{\varepsilon+2}{n^2+2}\right)^2 \omega^2\tau^2},$$

wo $n =$ optischer Brechungsindex für lange Wellen, $\varepsilon =$ statische Dielektrizitätskonstante, $\omega =$ Frequenz, $\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT}$, $\eta =$ innere Reibung, $a =$ Molekülradius, $k =$ Boltzmannsche Konstante, $T =$ absolute Temperatur bedeuten. Ist die angelegte Spannung

$$U = U_0 \sin(\omega t),$$

so ist der Strom im quasistationären Zustand:

$$I = i\omega CU = i\omega C_0(\varepsilon' + i\varepsilon'') \cdot U.$$

($C_0 =$ Kapazität des leeren Kondensators.) Die Wirkleistung ergibt sich zu

$$W = \omega C_0 \cdot \varepsilon''\,\overline{U^2} = \frac{\overline{U^2}}{R} = \overline{U^2} C K,$$

und daraus

$$K = \frac{C_0}{C} \cdot \omega \cdot \varepsilon''.$$

($C =$ Leitfähigkeitskapazität, $K =$ Hochfrequenzleitfähigkeit. Der Ausdruck $\frac{C}{C_0} = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}$, falls K in $\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ gemessen wird).

Führen wir statt der Frequenz ω die Wellenlänge λ in cm ein, so erhalten wir:

$$K = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{\varepsilon''}{\lambda} = \frac{\varepsilon''}{60\lambda}.$$

Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Wellenlänge ergibt sich (20):

$$K = \frac{\varepsilon - n^2}{60\lambda} \cdot \frac{\frac{\varepsilon+2}{n^2+2}\,\frac{8\pi^2 c\eta a^3}{\lambda kT}}{1 + \left(\frac{\varepsilon+2}{n^2+2}\right)^2 \left(\frac{8\pi^2 c\eta a^3}{\lambda kT}\right)^2}$$

$$= \frac{\varepsilon - n^2}{60} \cdot \frac{y}{\lambda^2 + y^2},$$

wo

$$y = \frac{8\pi^2 c\eta a^3}{kT} \cdot \frac{\varepsilon+2}{n^2+2}.$$

eine für die betreffende Substanz charakteristische Konstante bedeutet. Da bei langen Wellen $\left(\frac{y}{\lambda}\right) \ll 1$ ist, so ist

$$K = \frac{(\varepsilon - n^2)\,y}{60\lambda^2}.$$

Dies ergibt, daß die Leitfähigkeit dem Quadrat der Wellenlänge umgekehrt proportional ist.

Gemessen werden der Mittelwert der angelegten Wechselspannung $\overline{U^2}$, die dabei in der Zeit t erzeugte Wärme Q und die Zeit t. Ist der Widerstand R, so haben wir

$$Q = \int_0^t \frac{\overline{U^2}}{R} \cdot dt.$$

Vernachlässigen wir die Widerstandsänderung infolge der Temperaturerhöhung, so ergibt sich

$$Q = \frac{\overline{U^2}}{R}\,t = \overline{U^2} K C t,$$

wo $C = \frac{1}{RK}$ die Leitfähigkeitskapazität des Gefäßes bedeutet.

Dividieren wir die obige Gleichung durch $\overline{U^2}$, so ergibt sich

$$A = \frac{Q}{\overline{U^2}} = KCt.$$

Daraus kann die Hochfrequenzleitfähigkeit K ermittelt werden. Hier muß noch der Umstand berücksichtigt werden, daß ein Teil q der erzeugten Wärme durch Wärmeableitung und Ausstrahlung verlorengeht. [Genauer siehe (21, 22)]. Malsch (21, 22) fand, daß die Hochfrequenzleitfähigkeit in Alkoholen größer ist als in Äthyläther, Chlorbenzol und Azeton. In Fig. 2 ist die

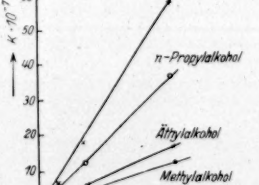

Fig. 2.

Abhängigkeit K von der Wellenlänge λ dargestellt. Alkohole zeigen einen starken Effekt. Die aufgetragenen K-Werte sind durch Abziehen der Niederfrequenz- und Gefäßeffekte von

den gemessenen Leitfähigkeitswerten gewonnen worden. Die $K = f(1/\lambda^2)$-Kurven in der Fig. 2 stellen Gerade dar, wie es nach der Theorie auch zu erwarten war. Die Experimente bestätigen also die Theorie. Die Neigung der Geraden entspricht der Konstanten y, die aus den Kurven leicht zu bestimmen ist. Ist y bekannt, so können die Molekülradien a durch die Zuhilfenahme der Gleichung für y, in der jetzt nur noch a unbekannt ist, ermittelt werden. In der nachstehenden Tabelle I sind die entsprechenden Daten angegeben. Es sind durchaus vernünftige Werte.

Tabelle I.

Substanz	y	$r \cdot 10^8$ cm
Methylalkohol	18,8	1,8
Äthylalkohol	32,2	1,8
n-Propylalkohol	90,4	2,2
n-Butylalkohol	162,0	2,6

Die obigen Messungen sind leider nicht bei sehr hohen Feldern durchgeführt worden.

5. Über den Stromleitungsmechanismus bei hohen Feldern.

Die Versuche (33) haben ergeben, daß es sich bei Feldstärken, die oberhalb des Sättigungsgebiets liegen, um die Stoßionisation handeln könnte. Das zeigen die Kurven, die $\lg I$ als Funktion von der Elektrodenentfernung δ darstellten. Sie ergaben in manchen Fällen Geraden, die schwer wieder zu reproduzieren waren. Gewöhnlich stellte $\lg I = f(\delta)$ gekrümmte Kurven dar, deren Zuwachs mit wachsendem Elektrodenabstand abnahm. Dieser letzte Befund sprach dafür, daß es sich hier nicht nur um einen elementaren Stoßionisationsprozeß handeln kann, sondern auch um andere Elementarprozesse, wie z. B. die Anlagerung der Elektronen an neutrale Moleküle der Flüssigkeit usw. Um den Stromleitungsmechanismus bei hohen Feldern zu studieren, war es nötig, die Natur der spontanen Ionisation zu kennen. Die Untersuchungen (5) haben gezeigt, daß in reinen Flüssigkeiten die Hauptquelle der Trägererzeugung die Elektrodenoberfläche ist. Diese Träger erzeugen dank der kinetischen Energie, die sie im hohen Feld erhalten, beim Stoß mit neutralen Gebilden neue Ladungsträger. Nehmen wir eine homogene Feldverteilung an (im stationären Zustand, insbesondere in reinen Flüssigkeiten trifft das zu) und dazu noch, daß an der Kathode pro Zeit- und Volumeneinheit n_0 Elektronen entstehen, so wandern bei Sättigungsspannung in der Sekunde durch die Fläche 1 cm² $n_0 v$ Elektronen, wo v die Elektronengeschwindigkeit bedeutet. Nehmen wir weiter an, daß die relative Zunahme der Elektronen durch Stoß je Zentimeter Weg α' und daß die relative Abnahme der Elektronen ebenfalls je Zentimeter ε' betrügen, so ist dann die Gesamtzahl der Träger durch eine Flächeneinheit in der Sekunde an irgendeiner Stelle x zwischen den Elektroden

$$n v = n_0 v \cdot e^{(\alpha' - \varepsilon')x}.$$

(x ist die Entfernung von der Kathode.) Es ist hier wesentlich, daß die Größe $n_0 v$ sich nicht ändert. Bei sehr hohen Feldstärken können nämlich zusätzliche Elektronen $n_{\mathfrak{E}}$ aus dem Metall ausgelöst werden (Feldemission). Dann hätten wir in der obigen Gleichung statt n_0 noch dazu einen von der Feldstärke abhängigen Term $n_{\mathfrak{E}}$, also:

$$n_0 + n_{\mathfrak{E}}.$$

Es soll hier kurz erörtert werden, wie und bei welchen Feldstärken der Einfluß von $n_{\mathfrak{E}}$ auftreten kann.

Die quantenmechanischen Untersuchungen (siehe auch (47), (48), (49)) haben ergeben, daß durch das äußere Feld $\mathfrak{E}$ die Potentialschwelle C um den Betrag ΔC erniedrigt wird:

$$\Delta C = e \sqrt{\mathfrak{E}}.$$

Die Beziehung zwischen der Elektronenstromdichte i und der Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist durch die Gleichung

$$i = i_0 e^{\sqrt{\mathfrak{E}}}$$

($i_0 = n_0 v e$ = Elektronenstromdichte ohne Feld, e = Elementarladung) gegeben. Rechnet man die Feldstärke, bei der ein merklicher Strom (infolge der Auslösung der Elektronen aus dem Metall durch das Feld) im Vakuum zu erwarten ist (z. B. Wolfram: Austrittsarbeit von reinem Wolfram 4,5 Volt) aus, so erhält man 2 bis $3 \cdot 10^7$ Volt/cm. Nun haben wir bei Flüssigkeiten diese Feldwirkung bei niedrigeren Feldstärken zu erwarten. Dazu führt uns dieselbe Überlegung, die die Wirkung der Oberflächenschicht (Verunreinigung) auf den Elektronenaustritt aus dem Metall erklärt. Denn die Verunreinigung können wir als eine monomolekulare Schicht fremder Moleküle auf der Metalloberfläche betrachten. Diese Schicht kann natürlich auch aus mehreren Molekularschichten bestehen, und zwar können sie auch die Flüssigkeitsmoleküle bilden. Man hat festgestellt, daß durch Verunreinigung der Metalloberfläche der Elektronenaustritt erleichtert wird. Die neueste Entwicklung der Quantenmechanik spricht für diesen Effekt.

Es liegt nahe, anzunehmen, daß hier ein Potentialverlauf mit einer Erhebung vorliegt. Für die Elektronenaustrittsarbeit χ ist

$$\chi = C - \mu.$$

C = Potentialwert im Unendlichen im Vakuum, $\mu = \left(\frac{3n}{\pi}\right)^{2/3} \frac{h^3}{8m}$, m = Elektronenmasse, h = Planck'sches Elementarquant. Durch μ ist die maximale vorkommende Energie gegeben, und zwar ist für ein Elektronengas mit einem Elektron pro Atom etwa 7 bis 8 Volt. Für zwei Elektronen pro Atom muß man sie mit $z^{2/3} = 2^{2/3}$ multiplizieren.

Die Erhebung des Potentials erhöht die Elektronenreflexion, verkleinert also den Transmissionskoeffizienten. Wird nun jetzt mit sehr sauberem Metall die Flüssigkeit in Berührung gebracht, so entsteht dadurch eine elektrische Doppelschicht. Der ursprüngliche Potentialverlauf wird deformiert, und zwar wird die Potentialschwelle herabgesetzt, die Elektronenauslösung erleichtert und die Feldstärke, bei der ein merklicher Elektronenstrom fließt, wird geringer. Man hat experimentell zeigen können, daß bei Metallen, deren Oberfläche verunreinigt war, bereits bei $\mathfrak{E} \approx (0{,}5 - 1{,}0) \cdot 10^6$ Volt/cm der Elektronenstrom im Vakuum einsetzte (Nickel: $0{,}47 \cdot 10^6$ Volt/cm; Wolfram: $0{,}80 \cdot 10^6$ Volt/cm). Ersetzt man das Vakuum durch das flüssige Medium, so sind voraussichtlich noch etwas kleinere Feldstärken, bei der die Elektronenauslösung durch das Feld einsetzt, zu erwarten. Aus der obigen Ausführung entnimmt man, daß bei den Experimenten keine sehr hohen Feldstärken genommen werden durften (um beim möglichst einfachen Fall bleiben zu können), keine Feldstärken, bei denen die Feldauslösung merkbar wird. Deshalb sollen für die Deutung des Stromleitungsmechanismus Messungen bis etwa $\mathfrak{E} = 0{,}5 \cdot 10^6$ Volt/cm benutzt werden. Bei höheren Feldstärken tritt der Einfluß der Feldemission auf.

Auch die Versuche von A. Joffe, T. Kurchatoff und K. Sinjelnikoff (17) zeigten, daß bei sehr dünnen Schichten ($\delta = 10^{-3}$ bis 10^{-6} cm) die Stoßionisierungsvorgänge wahrscheinlich sind. A. Smuroff (18) entwickelt eine andere Vorstellung über die Ionisation bei hohen Feldern. Nach ihm wird die Ablösungsarbeit durch die Zuführung der Energie des Atoms durch das äußere Feld (entsprechend dem Starkeffekt) verringert. Bei großen Molekülen läßt er die Möglichkeit der direkten Ionisierung durch das äußere Feld zu. Für $r = 0{,}5 \cdot 10^{-6}$ wird $\mathfrak{E}_i = 3{,}3 \cdot 10^6$ Volt/cm. Gleichzeitige Anwesenheit eines Magnetfeldes parallel zum elektrischen vergrößert die vom Atom aufgenommene Energie, erleichtert also Ionisierung und Durchschlag. Er berichtet, daß durch ein solches Magnetfeld die Durchschlagspannung bei Luft, Öl und Glimmer eine geringe Erniedrigung erfahren hat. Monkhouse (19) teilt mit über die Beeinflussung von Durchschlagsspannung und dielektrischen Verlust durch Magnetfelder. Auch Eisler (45) bildete eine Vorstellung der statischen Ionisation der Moleküle aus. Diese Anschauung muß noch mit sicheren experimentellen Ergebnissen belegt werden.

Die experimentelle Forschung hat ergeben (6, 33), daß die Abhängigkeit des Stroms I von der angelegten Spannung U im dritten Gebiet der Charakteristik $I = f(U)$ durch eine Gleichung gegeben ist, in der die Funktion $f(U)$ und ihre Ableitung $f'(U)$ in einer bestimmten Beziehung stehen:

$$\frac{dI}{dU} = c \cdot f(U).$$

Diese Differentialgleichung ist in allen bis jetzt untersuchten Flüssigkeiten und Spannungsgebieten bestätigt worden. Aus dieser Gleichung kann eine „Integralbeziehung" hergestellt werden, die erlaubt, von einem Anfangswert auf einen höheren Spannungswert zu schließen. Diese Integralbeziehung ist durch die Funktion

$$I = I_0 \cdot e^{cU}.$$

dargestellt. Die untere Schranke der Größe U ist durch die Spannung U_0 gegeben, bei der das dritte Gebiet beginnt. Wird in diese Gleichung $U = U_0$ eingesetzt, so erhalten wir den Sättigungsstrom I_s. Die Konstante I_0 wird erhalten, wenn der obige Ausdruck auf $U = 0$ extrapoliert wird. Der Exponentialkoeffizient c gibt die Geschwindigkeit der Stromsteigerung an.

Für den Stromleitungsmechanismus ist die Feldstärke, die in jedem Punkt des Raumes zwischen den Elektroden herrscht, von Bedeutung. Sie ist durch

$$\text{grad } U = \frac{dU}{dx} = \mathfrak{E}$$

gegeben und die Spannung

$$U = \int_{x=0}^{x=\delta} \mathfrak{E}_x \cdot dx.$$

Die Stromfeldstärkegleichung lautet daher ganz allgemein:

$$I = I_0 \cdot e^{c \int_{x=0}^{x=\delta} \mathfrak{E}_x \cdot dx}.$$

Im Falle der gleichmäßigen Gradientenverteilung erhalten wir

$$I = I_0 \cdot e^{c \delta \mathfrak{E}}.$$

Die Gleichung gilt näherungsweise auch dann, wenn keine so starken Feldverzerrungen bestehen, so daß die „mittlere" Feldstärke

$$\mathfrak{E}_m = \frac{U}{\delta}$$

nicht wesentlich von der höchsten, in irgendeinem Punkt des Raumes herrschenden Feldstärke abweicht.

Die Stromspannungs- bzw. Stromfeldstärkegleichungen können mit Berücksichtigung der Größe U_0, $\mathfrak{E}_0$ und I_s in folgender Form gegeben werden:

$$I = I_s \cdot e^{c(U-U_0)}. \tag{1a}$$

$$I = I_s \cdot e^{c\delta(\mathfrak{E}-\mathfrak{E}_0)}. \tag{1b}$$

Durch das Studium der Stromfeldstärkecharakteristiken bei verschiedenen Elektrodenentfernungen erhält man einen Einblick in den Stromleitungsmechanismus in dielektrischen Flüssigkeiten (26). Dieser ist auch für die Erklärung der elektrischen Funkenentladung in Flüssigkeiten von Bedeutung (27, 35, 41, 42).

Nimmt man die Messungen von $I = f(\mathfrak{E}_m)$ in unreinen Flüssigkeiten vor, so erhält man Kurven, die Unregelmäßigkeiten zeigen (33). Es ist deshalb notwendig, die Versuchsflüssigkeit, die Elektroden und das Versuchsgefäß peinlichst zu reinigen und zu trocknen. Die Abhängigkeit des Stromes von der Elektrodenentfernung bei konstanten mittleren Feldstärken in ungereinigter Flüssigkeit zeigt bald eine Zunahme des Stromes mit der Elektrodenentfernung und bei noch größerem δ bald eine Abnahme, und bald ist I mit δ konstant.

In einer gereinigten Flüssigkeit wurde in einem speziellen Fall gefunden, daß die Beziehung zwischen dem Strom I und der Elektrodenentfernung δ bei konstanter Feldstärke $\mathfrak{E}_m = \frac{U}{\delta}$ der Gleichung

$$I = I_s \cdot e^{\alpha' \cdot \delta} \tag{2a}$$

gehorcht (33). Der Strom steigt exponentiell mit der Elektrodenentfernung an. Daraus wurde auf die Stoßionisation in dielektrischen Flüssigkeiten geschlossen [siehe auch (46)]. Die Größe I_s bedeutet hier den Sättigungsstrom und der Exponentialkoeffizient α' gibt die Anzahl der von einem Ladungsträger auf die Längeneinheit erzeugten Träger an, er stellt also die Ionisierungszahl dar. In logarithmischer Darstellung ergibt die Gleichung (2a) eine Gerade:

$$\lg I = \lg I_s + \alpha' \cdot \delta. \tag{2b}$$

Die Neigung dieser Gerade ergibt die Ionisierungszahl α'. Der gradlinige Verlauf der Funktion $\lg I = f(\delta)$ zeigt, daß die Feldverteilung homogen ist. Denn die Größe α' ist unabhängig von der Vergrößerung der Elektrodenentfernung.

In den meisten Fällen ist die Gleichung (2a) bzw. (2b) nicht erfüllt. Mit steigender Elektrodenentfernung nimmt $\lg I$ langsamer zu. Hier können indirekte Einflüsse wirksam sein, wie z. B. Feldverzerrung oder Anlagerung oder Rekombination.

Trägt man den Logarithmus des Stromes als Funktion der Elektrodenentfernung bei verschiedenen konstanten mittleren Feldstärken auf, die über dem Sättigungsgebiet liegen und doch keine hohen Werte besitzen, so erhält man eine Kurvenschar. $\lg I = f(\delta)$ sind Gerade, die einen gemeinsamen Schnittpunkt mit den Koordinaten $\lg I_s$ und $\mathfrak{E}_0$ haben. Die Gleichung dieser Kurvenschar ist durch den Ausdruck

$$\lg I = m(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0) + \lg I_s$$

gegeben, in dem $m = c\delta$ ist, I_s den Sättigungsstrom und $\mathfrak{E}_0$ die Feldstärke bedeuten, bei der nach dem Durchlaufen des Sättigungsgebietes der Wiederanstieg des Stromes beginnt.

Differenziert man den obigen Ausdruck partiell nach der Elektrodenentfernung, so erhalten wir die von einem Ladungsträger auf einer Wegelänge erzeugte Ionenzahl α' (Ionisierungszahl) bei gegebener konstanter Feldstärke:

$$\alpha' = \frac{\partial \lg I}{\partial \delta} = c(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0).$$

Wir sehen, daß zwischen der Ionisierungszahl α' und der mittleren Feldstärke $\mathfrak{E}$ eine einfache Proportionalität besteht, wenn man die Feldstärke in einem begrenzten Bereich nach dem Beginn des dritten Gebietes der Stromfeldstärkecharakteristik variiert und wenn die Größe c unabhängig von der Schichtdicke ist. Der Proportionalitätsfaktor c ist gleichzeitig der Exponentialkoeffizient der Stromspannungsgleichung. Diese Konstante c gibt den Zuwachs an Ionen an, die von einem Ladungsträger auf 1 cm Weglänge erzeugt werden, wenn die Feldstärke um 1 kV/cm gesteigert wird. Deshalb bekommt die Konstante c in diesem speziellen Fall die Bedeutung der „spezifischen Ionisierungszahl". Diese Deutung der Größe c ist aber nur dann richtig, wenn $\lg I$ mit δ linear verläuft und c unabhängig von δ ist. Ist das nicht der Fall, so drückt c den Integraleffekt aller Elementarprozesse (Ionisierung, Anlagerung usw.) zusammen aus, die sich bei hohen Feldern abspielen. Die Experimente haben ergeben, daß die Größe c unabhängig vom Druck (unter 760 mm Hg), von der Elektrodenflächengröße, von der Temperatur und, in gewissen Grenzen, von der Reinheit ist. In einigen Fällen wurde beobachtet, daß c unabhängig von der Elektrodenentfernung ist.

In den meisten Fällen aber ergibt sich die Größe c als Funktion der Elektrodenentfernung; c fällt mit δ. Die Fig. 3 gibt die Beziehung zwischen c und δ bei verschiedenen Flüssigkeiten: Hexan, Chlorbenzol, Toluol und drei verschiedenen Mineralölen. Aus dieser Darstellung erkennt man, daß die Größe c von der Natur der Flüssigkeit abhängig ist; diese Abhängigkeit ist aber bei den hier untersuchten Flüssigkeiten

nicht sehr groß. Durch die folgende Gleichung kann der Zusammenhang zwischen c und δ gegeben werden:

$$c = \frac{A}{\delta + B} + D,$$

wo A, B und D Konstanten sind.

Dieser Umstand bedingt, daß die Neigung der Kurve $\lg I = f(\delta)$ mit wachsender Elektroden-

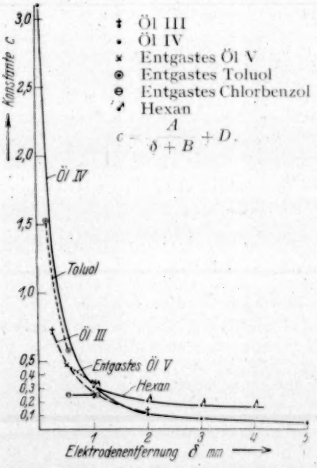

Fig. 3. Die Abhängigkeit der Größe c von der Elektrodenentfernung in verschiedenen Flüssigkeiten.

entfernung abnimmt. Dadurch wird die eindeutige Bestimmung der Ionisierungszahl α' erschwert. Als Ursache der Abnahme $\frac{\partial \lg I}{\partial \delta}$ kann der Anlagerungsprozeß oder die Feldverzerrung oder beides zusammen angenommen werden. Wahrscheinlicher erscheint der Anlagerungsprozeß. Es wird später gezeigt, daß im stationären Zustand in gereinigten Flüssigkeiten keine Feldverzerrung vorhanden ist. Die Stärke sowohl der Anlagerung als auch der Feldverzerrung ist vermutlich eine Funktion der Elektrodenentfernung. In Gasen wächst der Grad der Feldverzerrung mit zunehmender Elektrodenentfernung. Lassen wir eine gewisse Analogie zwischen Gasen und Flüssigkeiten zu, so können wir annehmen, daß bei kleinen Elektrodenentfernungen geringe Feldverzerrungen vorhanden sind. Auch der Anlagerungsprozeß wird bei kleinem δ geringer. Deshalb entsprechen der Wirklichkeit am ehesten die Werte von α', die aus den Tangenten der Kurven $\lg I = f(\delta)$ bei $\delta = 0$ gewonnen werden können.

Bei beliebig kleinem δ erhalten wir

$$c = \frac{A}{B} + D$$

und die Ionisierungszahl α' ist dann

$$\alpha' = \left(\frac{A}{B} + D\right)(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0).$$

Diese Gleichung gibt die Anfangsteigung der Kurven $\lg I = f(\delta)$. Sie kann aus den Tangenten bei $\delta = 0$ bestimmt werden.

Wie die Experimente gezeigt haben, ist die Feldstärke $\mathfrak{E}_0$, bei der der Strom exponentiell mit $\mathfrak{E}$ anzusteigen beginnt, von der Reinheit der Flüssigkeit abhängig. Das läßt die Annahme zu, daß die fremden Substanzen beim Ionisierungsvorgang eine Rolle spielen. In unreinen Flüssigkeiten ist diese Größe überhaupt nicht zu messen. Bei mäßig gereinigten Proben besitzt sie den Wert zwischen 15 bis 20 kV/cm. Reinigt man die Flüssigkeit weiter, so steigt $\mathfrak{E}_0$. Bei sehr gut gereinigtem Toluol hat $\mathfrak{E}_0$ den Wert 110 bis 120 kV/cm. Die Durchschlagsfeldstärke $\mathfrak{E}_d$ unterscheidet sich um nur etwa eine Zehnerpotenz: $\mathfrak{E}_0 = 1{,}2 \cdot 10$ Volt/cm und $\mathfrak{E}_d = 1{,}3$ Volt/cm.

Die Abhängigkeit der Feldstärke $\mathfrak{E}_0$ von der Natur der Flüssigkeiten ist in der Tabelle II zu sehen. Es sind keine großen Unterschiede vorhanden. Vielleicht sind zufällig keine Flüssigkeiten untersucht worden, deren $\mathfrak{E}_0$-Werte größere Differenzen zeigen.

Tabelle II.

Die Abhängigkeit der Feldstärke $\mathfrak{E}_0$, bei der der Wiederanstieg des Stroms nach dem Sättigungsgebiet beginnt, von der Natur der Flüssigkeit.

Flüssigkeit	$\mathfrak{E}_0$ in kV/cm
Toluol	110–120
Chlorbenzol	85–100
Öl V	80– 90

In der Fig. 4 sind die Stromspannungscharakteristiken bei verschiedenen Elektrodenentfernungen in logarithmischer Darstellung wiedergegeben. Die Resultate sind im Mineralöl gewonnen worden. Die Messungen sind bei vier verschiedenen Elektrodenentfernungen durchgeführt worden: $\delta = 0{,}25$; 0,5; 1,0 und 2,0 mm. Man sieht daraus deutlich, wie die Konstante c (die Neigung der Geraden) mit zunehmender Elektrodenentfernung abnimmt. Leitet man aus diesen Kurven die Stromfeldstärkecharakteristiken ab, so erhält man die Fig. 5. Die Messungen bei $\delta = 0{,}5$ mm sind wahrscheinlich falsch, weil sie sich nicht richtig in die Stromfeldstärkecharakteristiken einordnen lassen. Die Geraden haben einen gemeinsamen Schnittpunkt mit den Koordinaten $\mathfrak{E}_0 = 90$ kV/cm und

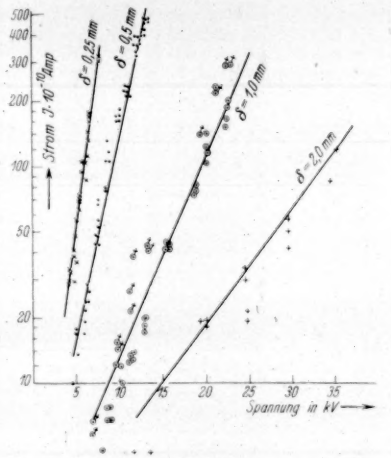

Fig. 4. Stromspannungscharakteristiken bei verschiedenen Elektrodenentfernungen in logarithmischer Darstellung. — Mineralöl, mäßig gereinigt.

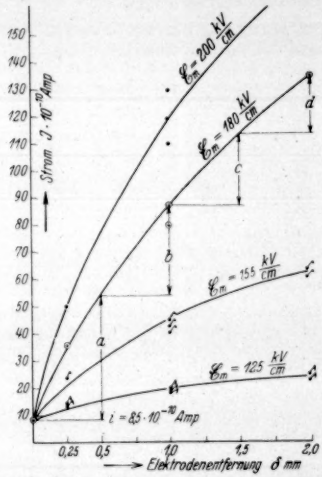

Fig. 7. Die Abhängigkeit des Stromes von der Elektrodenentfernung bei verschiedenen konstanten mittleren Feldstärken. — Mineralöl, mäßig gereinigt.

$$\mathfrak{E}_0 = 90 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}; \quad i = 8{,}5 \cdot 10^{-10} \text{ Amp}.$$

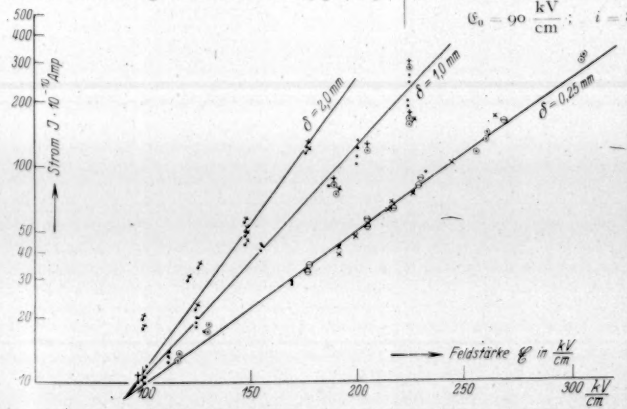

Fig. 5. Die Stromfeldstärkecharakteristiken bei verschiedenen Elektrodenentfernungen in logarithmischer Darstellung. — Mineralöl, mäßig gereinigt.

$$\mathfrak{E}_0 = 90 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}; \quad i = 8{,}5 \cdot 10^{-10} \text{ Amp}.$$

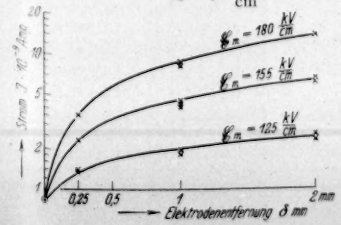

Fig. 6. Die Abhängigkeit des Logarithmus des Stromes von der Elektrodenentfernung bei verschiedenen Konstanten mittlerer Feldstärken. — Mineralöl, mäßig gereinigt.

$$\mathfrak{E}_0 = 90 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}; \quad i = 8{,}5 \cdot 10^{-10} \text{ Amp}.$$

$I_s = 8{,}5 \cdot 10^{-10}$ Amp. Aus diesen Charakteristiken kann die Beziehung zwischen dem Strom I und der Elektrodenentfernung δ bei konstanter Feldstärke abgeleitet werden. Die Abhängigkeit des Logarithmus des Stromes von der Elektrodenentfernung bei drei verschiedenen konstanten Feldstärken ($\mathfrak{E} = 125$; 155 und 180 kV/cm) ist in der Fig. 6 dargestellt. Man sieht daraus, daß $\lg I$ mit wachsender Elektrodenentfernung nicht linear ansteigt. In der nächsten Fig. 7 wird gezeigt, daß der Strom mit der Elektrodenentfernung weniger als proportional ansteigt.

Insbesondere bei großen Schichtdicken in fast allen untersuchten Flüssigkeiten (wie oben erwähnt wurde) tritt

eine Abweichung von dem exponentiellen Verlauf des Stromes von der Schichtdicke auf: $\lg I$ steigt mit δ langsamer als linear an (26). Die Fig. 8 zeigt die Meßergebnisse in reinem und entgastem Toluol mit sauberen Elektroden. Die Kurven stellen die Abhängigkeit des Logarithmus des Stromes von der Elektrodenentfernung dar, die die Abweichung vom Exponentialgesetz ganz deutlich zeigen. Zeichnet man einfach den Strom in Abhängigkeit von der Elektrodenentfernung, so bekommt man zwei Typen von Kurven; 1. Typ: Der Strom steigt langsamer als linear mit der Schichtdicke an. Es wurden Hexan, Toluol, Chlorbenzol, Nitrobenzol und fünf verschiedene Mineralölsorten durchgemessen. In der vorwiegenden Zahl der Fälle wurden Kurven dieses Typs festgestellt. 2. Typ: Der Strom steigt schneller als linear an. Die Fig. 9 stellt die Meßergebnisse in Nitrobenzol dar. Diese Kurven gehören zum 1. Typ. Auch die Kurven der Fig. 7, die der Messung in Mineralöl entnommen sind, repräsentieren den 1. Typ. Die Messungen in Toluol (Fig. 10) enthalten bei Feldstärken 150 und 180 kV/cm die Kurven des 1. Typs. Es wurde aber auch beobachtet, daß ein und dieselbe Flüssigkeit bei denselben Feldstärken einmal den einen und dann den anderen Typ von Kurven ergibt. Wahrscheinlich spielen hier minimale Reste fremder Substanzen eine Rolle, die trotz sorgfältiger Reinigung in der Flüssigkeit zurückbleiben. Es kommt auch vor, daß die Kurven mit steigenden Feldstärken vom 1. Typ allmählich in den 2. übergehen. Die Kurven der Fig. 10 zeigen dies deutlich. Bei $\mathfrak{E} = 150$ und 180 kV/cm steigt der Strom mit der Schichtdicke langsamer als linear und bei $\mathfrak{E} = 260$ und 310 kV/cm schneller. Als Ursache der Abweichung vom Exponentialgesetz (d. h. die Abnahme $\frac{\partial \lg I}{\partial \delta}$ mit wachsendem δ) kann, wie bereits gesagt wurde, betrachtet werden: 1. Feldverzerrung, 2. Rekombination und Diffusion der Ladungsträger und 3. Anlagerung von

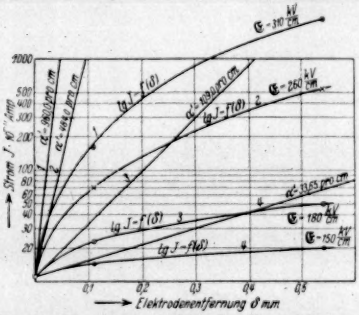

Fig. 8. Die Abhängigkeit des Logarithmus des Stromes von der Elektrodenentfernung bei verschiedenen Feldstärken im gereinigten Toluol mit den Tangenten im Ursprung. Die Zahlen 1, 2, 3 und 4 zeigen die zugehörigen Tangenten zu $\lg I = f(\delta)$.

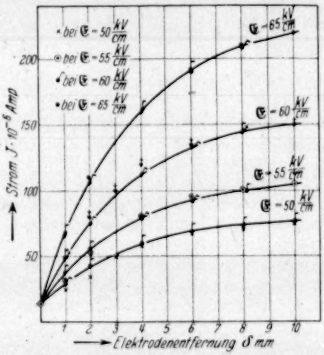

Fig. 9. Die Abhängigkeit des Stromes von der Elektrodenentfernung bei konstanten Feldstärken in Nitrobenzol. — Die eingetragenen Punkte ($\times \otimes \ddagger \bullet$) sind die Meßergebnisse. Die Punkte mit Fähnchen ($\prime$) stellen die gerechneten Werte dar.

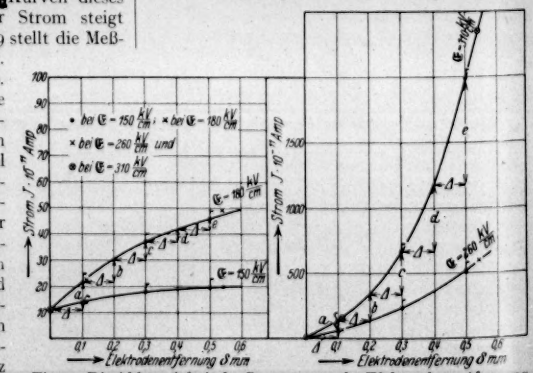

Fig. 10. Die Abhängigkeit des Stromes von der Elektrodenentfernung im gereinigten Toluol bei verschiedenen konstanten Feldstärken. Die Punkte mit Fähnchen stellen die gerechneten Werte dar. Die eingetragenen Punkte ($\bullet \times \otimes$) sind experimentell geworden.

Elektronen an neutrale Moleküle. Die Messungen der Feldverteilung bei hohen Feldern mit Hilfe des Kerreffekts zeigen, daß im stationären Zustand (hier sollen die Vorgänge nur in stationärem Zustand betrachtet werden) keine Feldverzerrung vorhanden ist. Auch die zweite Ursache, Rekombination und Diffusion, hat keinen wesentlichen Einfluß auf den Verlauf des Stromes mit der Elektrodenentfernung bei konstanter Feldstärke, wie die von W. O. Schumann durchgeführte Rechnung zeigt (29). Hingegen spielt der Anlagerungsprozeß eine wesentliche Rolle.

1. Fall. Nach Gleichung (2) haben wir es im wesentlichen mit folgendem Prozeß zu tun. Das stoßende Elektron erzeugt bei ionisierendem Stoß ein Elektron und ein positives Ion. Nach dem Verlauf der Kurven $\lg I = f(\delta)$ bei $\mathfrak{E} = \text{const}$ beurteilt, kann wohl gefolgert werden, daß die positiven Ionen im untersuchten Feldstärke- und Schichtdickebereich beim Stoß mit neutralen Molekülen keine merkliche Ionisierung hervorrufen. Nach jedem ionisierenden Stoß haben wir in diesem Fall also zwei ionisierende Elemente: zwei Elektronen.

2. Fall. a) Im Fall der Abweichung von der Gleichung (2), wie z. B. Fig. 6 zeigt, bleiben die Elektronen auf der ganzen Strecke, bis sie die Anode erreichen, nicht dauernd im Elektronenzustand, wie bei Gleichung (2) angenommen wird. Ein bestimmter Prozentsatz von Elektronen geht durch den Anlagerungsprozeß (man denke z. B. an Elektronenaffinität der Flüssigkeitsmoleküle bzw. der minimalen fremden Substanzen) in Ionenzustand über und verliert damit die Ionisierungsfähigkeit. Werden von einem Elektron auf 1 cm Weglänge bei bestimmter Feldstärke α'-Elektronen erzeugt, so wird auf derselben Weglänge ein Teil dieser Elektronen, und zwar ε', an neutrale Gebilde angelagert.

b) Es ist leicht möglich, daß nicht bei jedem ionisierenden Stoß ein Elektron vom neutralen Molekül befreit wird, sondern durch Stoß das Molekül in ein negatives und ein positives Ion zerlegt wird (vielleicht auf einem Umweg). Die prinzipielle Möglichkeit eines solchen Prozesses zeigt W. Wallace Lozier (39). Die Anzahl der ionisierenden Stöße auf 1 cm Weglänge, bei denen die Moleküle in negative und positive Ionen zerlegt werden, sei $\varkappa$, und die Anzahl der ionisierenden Stöße, bei denen die Elektronen von Molekülen entfernt werden, sei α. Dann ist die Gesamtionisierungszahl $\alpha' = \alpha + \varkappa$. Ein Teil von diesen Elektronen wird angelagert, der mit ε bezeichnet sei. Die Gesamtzahl der negativen Ionen, die auf 1 cm Weglänge erzeugt wird, ist dann durch die Summe $\varepsilon' = \varepsilon + \varkappa$ gegeben.

Wir müssen uns wohl bewußt bleiben, daß durch die oben geschilderte Vorstellung wahrscheinlich nicht alle für den Stromleitungsmechanismus in Betracht kommenden Elementarprozesse (Anregung, Ionisierung in Stufen usw.) erfaßt worden sind. Wenn diese einfachen Annahmen über den Ionisierungsvorgang gemacht werden, so geschieht dieses in der Hoffnung, damit wenigstens die Grundzüge des Stromleitungsphänomens im wesentlichen zu erkennen.

Uns interessiert hier hauptsächlich der 2. Fall, der als Allgemeinfall zu betrachten ist. Wir wollen unseren weiteren Betrachtungen zunächst den Prozeß a zugrunde legen.

Für die theoretische Begründung der obengenannten Abweichung des Verlaufes der Stromstärke mit der Schichtdicke ($\mathfrak{E} = \text{const}$) von dem Exponentialgesetz kann eine Arbeit von W. O. Schumann (25) herangezogen werden, die seinerseits für die Klärung der Verhältnisse in Gasen ausgeführt wurde. Sie betrachtet den Einfluß des Anlagerungsprozesses in Gasen.

Die Differentialgleichungen, die nach Schumann (25, 29) neben der Ionisierung durch Elektronenstöße noch die Anlagerung der Elektronen an neutrale Moleküle in Flüssigkeiten (Überführung der negativen Träger aus dem Elektronen- in den Ionenzustand) berücksichtigt, sind folgende:

$$\frac{dnv}{dx} = nv(\alpha' - \varepsilon')$$

und

$$\frac{dNV}{dx} = nv\varepsilon',$$

wo n = Elektronendichte, N = Dichte der negativen Ionen, v = Elektronengeschwindigkeit, V = Geschwindigkeit der negativen Ionen, α' = das von einem stoßenden Elektron auf 1 cm Weglänge gebildete Trägerpaar (Ionisierungszahl) und ε' = die auf 1 cm Weglänge an neutrale Moleküle angelagerte Elektronenzahl (Anlagerungskoeffizient) bedeuten.

Nimmt man ein homogenes Feld und für spontane Ionisation nur Elektronenauslösung an der Kathode an, so erhalten wir

$$nv = n_0 v \cdot e^{(\alpha' - \varepsilon')\cdot x}$$

und

$$NV = n_0 v \cdot \frac{\varepsilon'}{\alpha' - \varepsilon'} \left(e^{(\alpha' - \varepsilon')x} - 1\right)$$

und die Gesamtströmung der Ladungsträger ist dann durch die Summe gegeben:

$$Z = nv + NV = n_0 v \left(\frac{\alpha'}{\alpha' - \varepsilon'} \cdot e^{(\alpha' - \varepsilon')x} - \frac{\varepsilon'}{\alpha' - \varepsilon'}\right).$$

Den Strom erhalten wir, indem diese Gleichung

mit der Ladung des einzelnen Trägers multipliziert wird:

$$I = I_s\left(\frac{\alpha'}{\alpha' - \varepsilon'} \cdot e^{(\alpha' - \varepsilon')\delta} - \frac{\varepsilon'}{\alpha' - \varepsilon'}\right). \quad (3a)$$

wo I_s den Sättigungsstrom bedeutet. Ist die Anlagerung aber größer als die Neuerzeugung von Elektronen $\alpha' < \varepsilon'$, so geht die obige Gleichung über in

$$I = I_s\left[\frac{\varepsilon'}{\varepsilon' - \alpha'} - \frac{\alpha'}{\varepsilon' - \alpha'} \cdot e^{-(\alpha - \varepsilon)\delta}\right]. \quad (3b)$$

Man kann die Konstanten α' und ε' aus den experimentell gewonnenen Kurven, die die Funktion des Stromes von der Elektrodenentfernung darstellen, ermitteln (28). In die obige Gleichung führen wir

$$A = I_s \cdot \frac{\varepsilon'}{\varepsilon' - \alpha'} \quad (4)$$

und

$$B = I_s \cdot \frac{\alpha'}{\varepsilon' - \alpha'} \quad (5)$$

ein und wir erhalten:

$$I = A - B \cdot e^{-\mu\delta}, \quad (6)$$

wo

$$\mu = \varepsilon' - \alpha'. \quad (7)$$

Um die Größe μ zu berechnen, teilen wir die δ-Achse der Fig. 7 bzw. Fig. 10 in gleiche Teile Δ, so wie das in Fig. 10 gezeigt wird. Das Verhältnis der nacheinanderfolgenden Zunahmen der Stromstärke nach jedem Δ ergibt $e^{\mu\Delta}$. Es ist

$$\frac{a}{b} = \frac{b}{c} = \frac{c}{d} = \cdots = e^{\mu\Delta}$$

und daraus

$$\mu = \frac{\lg\left(\frac{a}{b}\right)}{\Delta} = \frac{\lg\left(\frac{b}{c}\right)}{\Delta} = \frac{\lg\left(\frac{c}{d}\right)}{\Delta} = \cdots \quad (8)$$

Bei $\delta = 0$ degeneriert die Gleichung (6) zur Gleichung (9):

$$I = A - B = I_s. \quad (9)$$

Die Differenz der Konstanten A und B ergibt den Sättigungsstrom. Ziehen wir von Gleichung (6) die Gleichung (9) ab, so erhalten wir

$$I - I_s = B\left[1 - e^{-(\varepsilon' - \alpha')\delta}\right].$$

Daraus errechnet sich die Konstante B

$$B = \frac{I - I_s}{\left[1 - e^{-(\varepsilon' - \alpha')\delta}\right]}. \quad (10)$$

Die Größe $\mu = \varepsilon' - \alpha'$ ist bereits rechnerisch bestimmt. Der Sättigungsstrom I_s ist durch Experimente bekannt. Außerdem liefern die Experimente auch den Strom I bei jeweiligem δ. Also kann die Konstante B zahlenmäßig ermittelt werden. Die Gleichung (9) liefert dann auch die Konstante A.

Dividieren wir die Gleichung (4) durch die Gleichung (5), so erhalten wir

$$\frac{A}{B} = \frac{\varepsilon'}{\alpha'}. \quad (11)$$

Die Gleichungen (7) und (11) stellen zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten ε' und α' dar. Daraus können also der Anlagerungskoeffizient ε' und die Ionisierungszahl α' berechnet werden.

In der Tabelle III sind die gerechneten Konstanten μ', ε', α', A, B und $\frac{\varepsilon'}{\alpha'}$ für Nitrobenzol,

Tabelle III.

Die Konstanten μ, α', ε', A und B bei verschiedenen Feldstärken in Nitrobenzol.

Konstante	Feldstärke in kV/cm			
	50	55	60	65
μ pro cm	2,942	2,85	2,75	2,72
$B \cdot 10^{-6}$ Amp. ..	66,0	95,0	146,0	220,5
$A \cdot 10^{-6}$ Amp. ..	80,0	109,0	160,0	234,5
ε'/α'	1,212	1,15	1,095	1,065
d' pro cm	13,9	19,0	29,0	41,8
ε' pro cm	16,842	21,85	31,75	44,52
$\sqrt{\alpha'}$	3,72	4,35	5,37	6,46
$\sqrt{\varepsilon'}$	4,10	4,66	5,63	6,66

$J_s = 14{,}0 \cdot 10^{-6}$ Amp.

Die Konstanten μ, α', ε', A und B bei verschiedenen Feldstärken in Mineralöl.

Konstante	Feldstärke in kV/cm			
	125	155	180	200
μ pro cm	10,99	7,00	5,10	4,05
$B \cdot 10^{-10}$ Amp...	17,25	73,0	201,0	359,0
$A \cdot 10^{-10}$ Amp...	25,75	81,5	209,5	367,5
ε'/α'	1,490	1,117	1,042	1,022
α' pro cm	22,4	60,0	121,2	184,0
ε' pro cm	33,39	67,0	126,3	188,05
$\sqrt{\alpha'}$	4,7	7,74	11,0	13,55
$\sqrt{\varepsilon'}$	5,77	8,2	11,30	13,7

$J_s = 8{,}5 \cdot 10^{-10}$ Amp.

Die Konstanten μ, α', ε', A und B bei verschiedenen Feldstärken in Toluol.

Konstante	Feldstärke in kV/cm			
	150	180	260	310
μ pro cm $\mu = (\varepsilon' - \alpha')$ ..	33,65	23,1	— 24	— 44
$B \cdot 10^{-11}$ Amp...	11,0	52,0	222,0	220
$A \cdot 10^{-11}$ Amp...	22,0	63,0	210,5	240
ε'/α'	2,0	1,212	0,950	0,953
α' pro cm	33,65	109,0	484	960
ε' pro cm	67,30	132,1	460	915
$\sqrt{\alpha'}$	5,74	10,4	22	31
$\sqrt{\varepsilon'}$	8,2	11,48	21,4	30,25

$J_s = 11{,}0 \cdot 10^{-11}$ Amp.

Öl, Toluol wiedergegeben. Die Ionisierungszahl α' kann auch aus dem Verlauf der Kurve $\lg I = f(\delta)$ ermittelt werden. Man legt zu dieser Kurve eine Tangente zum Ursprung, also bei $\delta = 0$. Bei sehr kleinen Elektrodenentfernungen kann angenommen werden, daß das Exponentialgesetz [Gleichung (2a)] angenähert gilt. In der

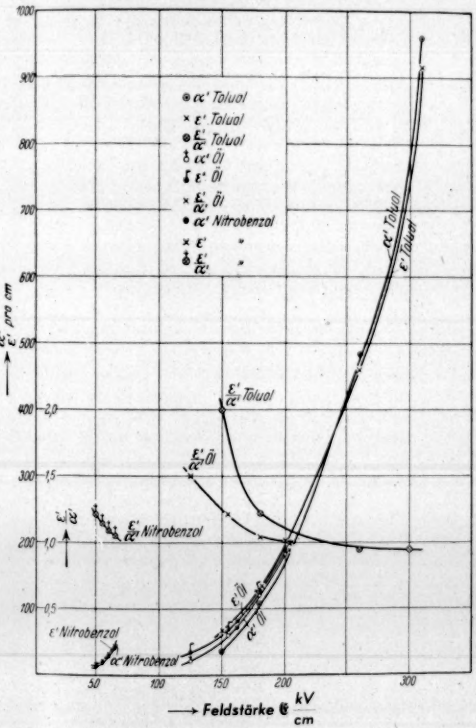

Fig. 11. Die Abhängigkeit der Konstanten α' und ε' von der Feldstärke in verschiedenen Flüssigkeiten.

Fig. 8 sind die Tangenten zu den Kurven $\lg I = f(\delta)$ bei $\delta = 0$ für verschiedene Feldstärken eingezeichnet, woraus die Ionisierungszahl α' ausgerechnet werden kann. Nun weist die graphische Bestimmung des Differentialquotienten in einem bestimmten Punkt der Kurve eine sehr beschränkte Genauigkeit auf, da die Tangente sich nur ungenau bestimmen läßt. Es ist bedeutend einfacher, den Berührungspunkt einer Tangente zu bestimmen, wenn deren Richtung gegeben ist. Man kann so vorgehen, daß die Tangentenrichtungen auf Grund der rechnerisch bestimmten Ionisierungszahlen ermittelt werden. Die Tangenten sind $\lg I' = \lg I_s + \alpha' \delta$. Man setzt die Funktion $\lg I = f(\delta)$ der Fig. 8 fort für negative Werte. Damit ist ein Stück der Kurve $\lg I = f(\delta)$ in der Nähe des Nullpunktes nach beiden Richtungen gegeben. Dazu ist noch die Richtung der Tangenten, die an dieses Kurvenstück gelegt werden muß, als gegeben zu betrachten. Berührt die Gerade $\lg I' = \lg I_s + \alpha' \delta$, deren Richtung durch die rechnerisch bestimmte Konstante α' festgelegt ist, das Kurvenstück im Nullpunkt, so stimmen die Ionisierungszahlen, die nach den Formeln errechnet werden, mit denen, die sich aus den Tangenten im Ursprung bestimmen lassen, überein. Die Resultate zeigen eine befriedigende Übereinstimmung.

Trägt man die Ionisierungszahl α', den Anlagerungskoeffizienten ε', die aus den Gleichungen ausgerechnet sind (Tabelle III), und das Verhältnis $\frac{\varepsilon'}{\alpha'}$ graphisch als Funktion der Feldstärke auf, so erhält man die Fig. 11, in der die Ergebnisse für Toluol, Mineralöl und Nitrobenzol dargestellt sind. Man sieht daraus den Einfluß der Natur der Flüssigkeit. Die Konstanten α' und ε' haben in Nitrobenzol bereits bei 65 kV/cm dieselben Werte wie in Mineralöl bei 145 kV/cm. In Nitrobenzol scheint die Ionisierung und Anlagerung leichter vor sich zu gehen als in Mineralöl. Hingegen liegen die Konstanten in Mineralöl und in Toluol nicht weit voneinander, obwohl der Verlauf des Verhältnisses $\frac{\varepsilon'}{\alpha'}$ bei diesen Flüssigkeiten verschieden ist.

Es gilt

$$\alpha' = a\,(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_{0a})^2\,,$$

wo die Konstante a die Steigung der Kurve darstellt und $\mathfrak{E}_{0a}$ die Feldstärke bedeutet, bei der die Gerade

$$\sqrt{\alpha'} = a'\,(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_{0a})$$

die $\mathfrak{E}$-Achse schneidet (Fig. 12, s. S. 110). Die Zahlenwerte der Konstanten a und $\mathfrak{E}_{0a}$ sind für Nitrobenzol, Mineralöl und Toluol bestimmt und in der Tabelle IV dargestellt:

$$\varepsilon' = b\,(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_{0\varepsilon})^2\,.$$

$\mathfrak{E}_{0\varepsilon}$ bedeutet hier die Feldstärke, bei der die Gerade $\sqrt{\varepsilon'} = b'\,(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_{0\varepsilon})$ die $\mathfrak{E}$-Achse schneidet, und b die Steigung der Kurven. Auch diese Konstanten b und $\mathfrak{E}_{0\varepsilon}$ sind für Nitrobenzol, Mineralöl

und Toluol bestimmt worden. Ihre Zahlenwerte findet man in der Tabelle IV eingetragen.

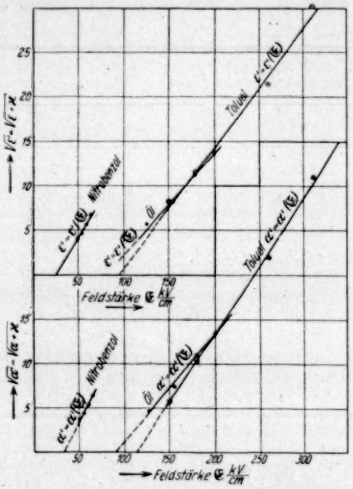

Fig. 12. Die Abhängigkeit von $\sqrt{\alpha'}$ (untere Kurven) und von $\sqrt{\varepsilon'}$ (obere Kurven) von der Feldstärke bei verschiedenen Flüssigkeiten.

Aus der Tabelle IV sieht man, daß die Werte von $\mathfrak{E}_{0\alpha}$ der Größenordnung nach mit den Feldstärken $\mathfrak{E}_0$, bei denen nach dem Durchlaufen des Sättigungsstromgebietes der Wiederanstieg des Stromes mit der Feldstärke beginnt, ganz gut übereinstimmen. Hingegen bleiben die Werte von $\mathfrak{E}_{0\varepsilon}$ gegen $\mathfrak{E}_0$ etwas zurück. Vergleicht man nun die Koeffizienten a und b bei ein und derselben Flüssigkeit miteinander, so stellt man fest, daß $a > b$. Das bedeutet, daß die Funktion $\alpha' = \alpha'(\mathfrak{E})$ schneller ansteigt als $\varepsilon' = \varepsilon'(\mathfrak{E})$. Ist bei nicht zu großen Feldstärken $\alpha' < \varepsilon'$, so wird bei hohen Feldern $\alpha' > \varepsilon'$, d. h. die Kurven vom Typ 1 gehen mit steigender Feldstärke in die Kurven des 2. Typ über, wie dieses bei Toluol experimentell gezeigt wurde. Das Verhältnis zwischen a und b hängt von der Flüssigkeit ab. Bei Toluol ist es größer als bei Mineralöl oder Nitrobenzol. Dieses Verhältnis

Tabelle IV.

Die Konstanten a, b, $\mathfrak{E}_{0\alpha}$ und $\mathfrak{E}_{0\varepsilon}$ bei verschiedenen Flüssigkeiten.

Flüssigkeit	a pro kV/cm	b pro kV/cm	$\mathfrak{E}_{0\alpha}$ in kV/cm	$\mathfrak{E}_{0\varepsilon}$ in kV/cm
Toluol	0,0231	0,018225	112	95
Mineralöl	0,014684	0,013225	90	81
Nitrobenzol	0,040	0,0326	31	26

ist wahrscheinlich von der Reinheit der Flüssigkeit bzw. der Elektroden (Einfluß der fremden Substanzen) abhängig.

Aus der Fig. 11 ist ersichtlich, daß sowohl α' als auch ε' mit wachsender Feldstärke steigt. Daß die Ionisierungszahl α' mit $\mathfrak{E}$ wächst, ist erklärlich. Aber die Zunahme von ε' mit $\mathfrak{E}$ ist merkwürdig, da sie den Erfahrungen in Gasen widerspricht. Nach den Erfahrungen in Gasen müßte ε' mit $\mathfrak{E}$ abnehmen. Dieser Widerspruch ist dadurch entstanden, daß der Einfluß des Prozesses b im 2. Fall (s. S. 107) nicht berücksichtigt wurde. Betrachten wir diesen Einfluß, so wird die Unstimmigkeit behoben. Der hier gefundene Verlauf der Funktion $\varepsilon'(\mathfrak{E})$ (s. Fig. 11) führte W. O. Schumann zu der Annahme, daß nach jedem ionisierenden Stoß nicht immer ein Elektron vom neutralen Molekül befreit, sondern daß das Molekül in ein positives und ein negatives Ion zerlegt wird. Deshalb scheint es, als ob die Anlagerung mit wachsender Feldstärke zunähme. In den Gleichungen

$$\alpha' = \alpha + \varkappa, \tag{12}$$

$$\varepsilon' = \varepsilon + \varkappa, \tag{13}$$

kann $\varkappa$ mit der Feldstärke so zunehmen, daß ε mit $\mathfrak{E}$ nicht zuzunehmen braucht. Es ist leider nach den vorliegenden Ergebnissen noch nicht möglich, eine Trennung der Koeffizienten α, ε und $\varkappa$ vorzunehmen. Soviel kann man aber sagen, daß, wenn ε mit $\mathfrak{E}$ abnehmen soll, so muß $\varkappa$ mit $\mathfrak{E}$ enorm wachsen, damit die Funktion $\varepsilon'(\mathfrak{E})$ und Gleichung (13) erfüllt wird. Das bedingt aber ein genau so starkes Anwachsen von $\varkappa$ mit der Feldstärke in der Funktion $\alpha'(\mathfrak{E})$.

Aus der Stromgleichung (2c) ergibt sich

$$I = I_s \left[\frac{\varepsilon + \varkappa}{\varepsilon - \alpha} - \frac{\alpha + \varkappa}{\varepsilon - \alpha} \cdot e^{-(\varepsilon - \alpha)\delta} \right]. \tag{14a}$$

Andererseits ist der Strom als Funktion der Feldstärke durch die Gleichung (1b) gegeben. Aus (14a) und (1b) erhalten wir:

$$e^{c \cdot \delta(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0)} = \left[\frac{\varepsilon + \varkappa}{\varepsilon - \alpha} - \frac{\alpha + \varkappa}{\varepsilon - \alpha} \cdot e^{-(\varepsilon - \alpha)\delta} \right] \tag{14b}$$

und daraus:

$$c = \frac{\lg \left[\frac{\varepsilon + \varkappa}{\varepsilon - \alpha} - \frac{\alpha + \varkappa}{\varepsilon - \alpha} \cdot e^{-(\varepsilon - \alpha)\delta} \right]}{\delta (\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0)}. \tag{15}$$

Die Gleichung (15) gibt die Abhängigkeit des Exponentialkoeffizienten c der Stromfeldstärkegleichung von der Elektrodenentfernung, von der Feldstärke und von allen den Größen, die für die Elementarprozesse der Ionenvorgänge bei hohen Feldstärken von Bedeutung sind. Es wurde experimentell beobachtet, daß die Größe c unabhängig von der Feldstärke in dem unter-

suchtem Gebiet ist. Das heißt aber, daß, wenn die an sich ziemlich komplizierten Funktionen, die $\alpha = \alpha(\mathfrak{E})$, $\varepsilon = \varepsilon(\mathfrak{E})$ und $\varkappa = \varkappa(\mathfrak{E})$ darstellen, in die Gleichung (15) eingeführt werden, so muß die Feldstärke in der Gleichung herausfallen. Da der Verlauf der Größen $(\alpha + \varkappa)$ und $(\varepsilon + \varkappa)$ mit der Feldstärke durch die Fig. 11 bekannt ist; sind wir in der Lage, den Exponentialkoeffizienten der Stromspannungsgleichung bei gegebener Elektrodenentfernung auszurechnen. Wird die Rechnung bei verschiedenen konstanten Feldstärken durchgeführt, so muß c bei allen Feldstärken denselben Wert ergeben. Die Rechnung ist für Mineralöl bei drei verschiedenen Elektrodenentfernungen 0,25, 1,0 und 2,0 mm durchgeführt worden, und zwar bei jeder Elektrodenentfernung wurde die Rechnung bei 125, 155, 180 und 200 kV/cm ausgeführt. Die Grenzfeldstärke beträgt 90 kV/cm. Die Rechnung hat eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten gezeigt (28).

Der allgemeine Ausdruck (29) für den Exponentialkoeffizienten c der Stromspannungsgleichung ist:

$$c = \frac{\lg \frac{\alpha + \varkappa}{\alpha - \varepsilon} + \frac{(\alpha - \varepsilon)\delta}{\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0} + \frac{1}{\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0} \lg \left[1 - \frac{\varepsilon + \varkappa}{\alpha - \varkappa} \cdot e^{-(\alpha - \varepsilon)\delta} \right]}{\delta \cdot (\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0)}.$$

Setzt man den Ausdruck der eckigen Klammer gleich 1 (davon ist er gewöhnlich nicht weit entfernt), so ist

$$c\delta \approx \frac{1}{\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0} \cdot \lg \frac{\alpha + \varkappa}{\alpha - \varepsilon} + \frac{(\alpha - \varepsilon)\delta}{\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0}.$$

Soll der Ausdruck unabhängig von $\mathfrak{E}$ sein, so folgt:

$$\frac{\alpha + \varkappa}{\alpha - \varepsilon} = e^{c_1(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0)}$$

oder

$$(\alpha - \varepsilon) = c_2(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0)$$

oder

$$\alpha + \varkappa = c_2(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0) \cdot e^{c_1(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0)}.$$

Und daraus:

$$c = \frac{c_1}{\delta} + c_2.$$

Danach nimmt c mit δ nach einer Hyperbel ab, wie dieses bereits durch Experimente gezeigt wurde.

Bei $\varepsilon < 0$ ist angenähert

$$c = \frac{c_1}{\delta}.$$

Nur bei sehr kleinen Schichtdicken ist nach Schumann zu erwarten, daß c von $\mathfrak{E}$ abhängig sein wird. Dann würde die Stromspannungskurve kein logarithmisches Gesetz zeigen.

Die Rechnung zeigt (29), daß eine prozentuale Änderung des Anlagerungskoeffizienten ε den Strom sehr wesentlich beeinflußt. Wird ε um einen sehr kleinen Betrag vergrößert, so kann die Kurve des 1. Typs in die Kurve des 2. Typs übergeführt werden. Eine kleine Menge Verunreinigungen könnte ε beeinflussen. Ist $\alpha = \varepsilon$, so stellt der Strom als Funktion der Schichtdicke eine Gerade dar.

Rechnet man den Strom als Funktion der Elektrodenentfernung nach der theoretischen Gleichung, indem man die rechnerisch ermittelten Werte der Konstanten der Tabelle III zugrunde legt, so erhält man die Tabelle V. Trägt man diese Stromwerte in die Fig. 9 und 10 ein (Punkte mit Fähnchen), so stellt man fest, daß die gerechneten Stromwerte mit den experimentell bestimmten Kurven gut übereinstimmen. Diese Ergebnisse sprechen für die Richtigkeit der Theorie.

Tabelle V.

Die Abhängigkeit der Stromstärke von der Elektrodenentfernung bei verschiedenen Feldstärken ausgerechnet nach der Gleichung (3).

a) Toluol.

Elektrodenentfernung δ mm	Stromstärke in 10^{-11} Amp. bei 150 kV/cm	180 kV/cm	260 kV/cm	310 kV/cm
0	11,0	11,0	11,0	11,0
0,10	14,15	21,8	71,5	145,0
0,3	18,0	37,0	241,5	671,0
0,5	19,96	46,3	527,5	1941,0

b) Mineralöl.

Elektrodenentfernung δ mm	Stromstärke in 10^{-10} Amp. bei 125 kV/cm	155 kV/cm	180 kV/cm	200 kV/cm
0	8,5	8,5	8,5	8,5
0,025	12,65	—	32,5	42,5
0,10	20,01	45,3	89,0	128,0
0,20	23,89	63,45	137,0	208,0

c) Nitrobenzol.

Elektrodenentfernung δ mm	Stromstärke in 10^{-6} Amp. bei 50 kV/cm	55 kV/cm	60 kV/cm	65 kV/cm
0	14,0	14,0	14,0	14,0
1,0	30,8	37,8	49,0	66,5
2,0	43,3	55,4	75,0	106,5
4,0	59,75	78,7	111,5	160,2
6,0	68,7	91,8	132,0	191,3
8,0	73,75	99,3	143,9	209,4
10,0	76,52			

6. Die Abhängigkeit der Stromstärke von der Elektrodenflächengröße.

Die Versuche sind mit drei verschiedenen Mineralölen durchgeführt worden (13). Die Behandlungsmethoden der Flüssigkeit und der Elektroden wurden streng gleichgehalten. Die Elektrodenflächen betragen: $F_1 = 3{,}14\ \text{cm}^2$; $F_2 = 7{,}075\ \text{cm}^2$; $F_3 = 12{,}55\ \text{cm}^2$; $F_4 = 19{,}65\ \text{cm}^2$. Zeichnet man die Stromspannungscharakteristiken in logarithmischer Darstellung, so erhält man bei allen vier Flächen Geraden, die einander parallel verlaufen. Also wird in der Stromspannungsgleichung

$$I = I_0 e^{c\,U} = I_s e^{c(U - U_s)}$$

nur die Konstante I_0 beeinflußt und der Exponentialkoeffizient c bleibt unverändert. Die Messungen bei drei verschiedenen Elektrodenentfernungen ($\delta = 3$, 4 und 5 mm) haben dieselben Resultate ergeben. Die Beziehung zwischen I_0 und der Elektrodenflächengröße F wird durch die Gleichung

$$I_0 = b \cdot F$$

wiedergegeben. Der Proportionalitätsfaktor b hat denselben Wert wie der der Beziehung zwischen Sättigungsstrom und Elektrodenflächengröße, wie das auch zu erwarten war. Die Veränderung der Stromstärke bei hohen Feldern, die man durch Veränderung der Elektrodenflächengröße beobachtet, wird nur durch Änderung des Sättigungsstromes erklärt.

7. Polaritätseffekt.

Studiert man die Stromspannungscharakteristik bei unsymmetrischer Elektrodenanordnung, so stellt man auch bei hohen Spannungen einschließlich der Funkenentladung den Polaritätseffekt fest (9). Bei Elektrodenanordnung Spitze gegen Platte liegt die Stromspannungskurve höher, wenn die Spitze negativ geladen ist, als wenn sie positiv geladen ist. Wechselt man die Pole der Elektroden einige Male um, so stellt man fest, daß bei Spitze als Anode recht gut reproduzierbare Kurven erhalten werden können, während die Kurven große Streuung aufweisen, wenn die Spitze als Kathode geschaltet wird. Bei verschiedenen Elektrodenmaterialien ist der Polaritätseffekt verschieden stark ausgeprägt. Der Einfluß des Druckes wurde bei derselben Elektrodenanordnung studiert und festgestellt, daß der Polaritätseffekt auch bei niedrigen Drucken vorhanden ist und von ihm praktisch nicht abhängt (6). H. Edler (34) bestätigte diesen Tatbestand.

Auch die Temperaturänderung (von Zimmertemperatur bis 120° C Mineralöl) hat keinen nennenswerten Einfluß auf den Polaritätseffekt gezeigt (6).

Es wurde beobachtet, daß infolge des Stromdurchganges und der schwachen Entladungen der Polaritätseffekt sich umkehren kann. Führte zuerst die negative Spitze größere Ströme als die positive, so zeigt nachher die negative Spitze bei derselben Spannung kleinere Ströme als die positive (6). Auch H. Edler (34) beobachtete später die Umkehrung des Polaritätseffektes in Mineralölen. Er fand, daß in entgasten Flüssigkeiten die negative Spitze bei einer konstanten Spannung größeren Strom führt als die positive. Dann läßt er die getrocknete Luft in das Versuchsgefäß einströmen und läßt so die Flüssigkeit 48 Stunden lang stehen, damit die Luft Zeit hatte, sich in der Flüssigkeit zu lösen. Die danach durchgeführten Messungen der Stromspannungskurven zeigten, daß bei konstanter Spannung die negative Spitze einen kleineren Strom führt als die positive, und daß sie bei Spitze als Kathode weniger geändert haben als bei Spitze als Anode. Aus diesem Versuch wird von Edler resultiert, daß die gelöste Luft schuld an der Umkehrung des Polaritätseffektes ist. Bindend ist diese Folgerung nicht. Es ist schwer zu entscheiden, ob dabei die gelösten Gasreste oder die durch die gegenseitige Einwirkung der Flüssigkeit und des Metalls entstandenen neuen Bedingungen an den Elektroden (Schichtbildung) diese Umkehrung veranlaßt haben. Aus früheren Darlegungen (5) geht hervor, daß bei zwei ungleich großen Platten sich der Polaritätseffekt bei Sättigungsströmen auch ohne Entladungen beim Normaldruck umkehren kann. Dasselbe gilt auch für das Ohmsche Gebiet. Durch die Umkehrung des Polaritätseffektes bei Sättigungsströmen kann die Umkehrung des Effektes bei hohen Feldern bedingt werden.

Wird die Spitzenelektrode künstlich mit Gasen beladen, so beobachtet man oft plötzliche Stromstöße (9); eine Zeitlang bleibt der Strom auf einem höheren Wert und geht plötzlich auf den ursprünglichen Wert zurück. Diese plötzlichen Stromstöße kann man auch in gut gereinigtem Toluol, Öl oder Hexan bei Plattenelektrodenanordnung ohne künstliche Begasung der Elektroden beobachten, wenn die Elektrodenentfernung gering ($\delta = 0{,}1\ \mu$m) ist. Auch Brüningshaus (4) beobachtete plötzliche Erscheinungen metallischer Leitung bei plötzlicher Felderregung. Die Flüssigkeitsschicht zwischen den Elektroden betrug bei seinen Untersuchungen $\delta = 10\ \mu$m.

8. Einfluß der Temperatur.

Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur bei hohen Spannungen ist in Mineralölen untersucht und ein positiver Temperaturkoeffizient festgestellt worden (9, 31, 32).

Studiert man aber die Stromspannungscharakteristik von hohen Feldern bei verschiedenen Temperaturen und stellt man die Versuchsergebnisse logarithmisch ($\lg I = f(U)$ bei T-Parameter) dar, so erkennt man, daß die Geraden $\lg I = \lg I_0 + cU$, die die Stromspannungskurven in logarithmischer Darstellung ergeben, durch die Temperaturänderung einfach parallel verschoben werden (10, 12). Nur $\lg I_0$ ändert sich mit der Temperatur, während der Exponentialkoeffizient c der Stromspannungsgleichung unbeeinflußt von der Temperatur bleibt. In Mineralölen wurde die Temperatur von etwa 15° C bis etwa 115° C variiert. Die Beziehung zwischen Strom und Temperatur bei Spannung als Parameter läßt sich durch den Ausdruck $I = I_\gamma \cdot e^{\alpha T} = \mathfrak{f}(U) \cdot e^{\alpha T}$ darstellen. Durch die Änderung der angelegten Spannung ändert sich in dieser Gleichung nur der Koeffizient I_γ (I_γ stellt die auf $T = 0$ extrapolierte Stromstärke dar, T = absolute Temperatur). Die Experimente haben gezeigt, daß der Temperaturkoeffizient α der Gleichung genau denselben Wert besitzt wie der der Gleichung, die den Zusammenhang zwischen dem Sättigungsstrom I_s und der Temperatur T darstellt. Daraus darf die Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur bei hohen Feldern in Mineralölen durch die Veränderung des Sättigungsstromes (der Stärke der spontanen Ionisation) mit der Temperatur erklärt werden kann. Durch die Temperaturänderung wird der Ionisierungsprozeß bei hohen Feldern qualitativ nicht beeinflußt.

Die Temperaturabhängigkeit der Stromspannungscharakteristik in chemisch definierten reinen Flüssigkeiten zeigt denselben Verlauf, wenn sie nicht extrem rein sind. Aber es ist bekannt, daß der Sättigungsstrom in sehr reinem Hexan fast unabhängig von der Temperatur ist. Es ist deshalb anzunehmen, daß in diesem Falle die Leitfähigkeit bei hohen Feldern fast unabhängig von der Temperatur ist.

Die von L. S. Ornstein, G. J. D. J. Willemse und J. H. G. Mulders (7) untersuchte Temperaturabhängigkeit der Stromspannungskurve in Transformatorenölen zeigt die Zunahme der Stromstärke mit der Temperatur bei konstanter Spannung (positiver Temperaturkoeffizient). Sie fanden, daß der Ansatz der Beziehung zwischen der Leitfähigkeit und der Feldstärke $\mathfrak{E}$

$$\lambda = A \cdot e^{b\mathfrak{E}}$$

bei hohen Temperaturen besser erfüllt ist als bei niedrigen.

9. Einfluß des Druckes.

Die Untersuchungen in Mineralölen haben ergeben, daß die Stromspannungskurven bei Plattenelektrodenanordnung bei hohen Feldern (drittes Gebiet der Charakteristik) von der Veränderung des auf der Flüssigkeitsoberfläche herrschenden Druckes unbeeinflußt bleibt (13). Der Druck wurde dabei vom Normaldruck (760 mm Hg) bis hinunter auf 3 mm Hg variiert (3). Auch die Elektrodenanordnung Spitze gegen Platte ergibt dasselbe Resultat (3, 6, 34).

10. Glimmerscheinung. Spitzenstrom.

Es ist aus der Gasentladungsphysik bekannt, daß bei Elektrodenanordnung Spitze gegen Platte mit dem Auftreten des leuchtenden Glimmens (Ionisation) ein starker Stromstoß festzustellen ist. Bei Glimmspannung gibt die Stromspannungskurve einen scharfen Knick, den man zur Messung der Glimmspannung für Gase benutzt.

Die abgerundete Spitze, bei der mit dem Glimmen der Stromstoß in Gasen ganz schroff einsetzt, zeigt in dielektrischen Flüssigkeiten anstatt des Knicks eine sanfte Biegung der Stromspannungskurve (9). Infolgedessen können solche Elektroden zur Messung der Glimmspannung in Flüssigkeiten nicht verwendet werden. Nimmt man aber als Elektrodenanordnung eine ganz scharfe Spitze gegen Platte in gut gereinigten Flüssigkeiten und geht man mit der Spannung ganz langsam stufenweise in die Höhe, so beobachtet man (6) bei bestimmter Spannung, wie der Strom sich stoßweise vergrößert. Gleichzeitig beobachtet man den Beginn des leuchtenden Glimmens der Spitzenelektroden. Diese Erscheinung ist leichter zu beobachten, wenn die Spitze als Anode geschaltet wird. Die Spannung U_g, bei der das Glimmen einsetzt, liegt zwischen 4,2 und 4,5 kV/cm bei der Elektrodenentfernung 0,5; 1,0 und 2,0 mm, und zwar wenn die Spitze positiv geladen ist. Aus den vorliegenden Ergebnissen ist es nicht ohne weiteres zu entscheiden, ob bei dieser Glimmerscheinung die Moleküle der Gasreste oder der Flüssigkeit angeregt und ionisiert werden.

Geht man nach dem Einsetzen des Glimmens mit der Spannung langsam herunter, so hört die Spitze bei kleinerer Spannung als U_g auf zu glimmen. Die kleinste Spannung, bei der das Glimmen verschwindet, läßt sich nicht genau messen und ist davon abhängig, ob die Spitze positiv oder negativ geladen ist. Auch die Glimmspannung U_g hängt davon ab, ob die Spitze Kathode oder Anode ist. Im ersten Fall ist sie größer als im zweiten. Auch hier ist die Änderung des Polaritätseffekts beobachtet worden.

Bei hohen Spannungen wurden oft Stromstöße beobachtet, die offenbar durch nichthomogene Beschaffenheit der Elektrodenoberfläche zu erklären ist (Kraterbildung, Befreiung der Metallgasreste usw.).

Photographisches Papier weist, zwischen Plattenelektroden (homogenes Feld) Schwärzungen auf (43, 44). Sie wird aufs Glimmen der Luft zurückgeführt. In blasenfreien Flüssigkeiten hingegen wird die Stoßionisation und das Glimmen der flüssigen Phase verantwortlich gemacht (43).

11. Potentialverteilung bei hohen Feldern.

Die Messungen der Potentialverteilung in reinen dielektrischen Flüssigkeiten bei hohen Feldern (im dritten Gebiet der Stromspannungscharakteristik) fehlen bis jetzt. Die Messungen der Feldverteilung in Chlorbenzol (36) sind vorwiegend im Sättigungsgebiet durchgeführt worden, wie das die späteren Messungen ergeben haben (40). Es liegen aber die Messungen in reinem Nitrobenzol vor (37, 38, 46). Diese Flüssigkeit weist gewöhnlich so große spezifische Leitfähigkeit auf, daß sie zu den Halbleitern gezählt werden kann. Aber man kann die in Nitrobenzol gewonnenen Resultate unter Umständen auf die dielektrischen Flüssigkeiten übertragen. Die Messungen der Feldverteilung in gereinigtem Nitrobenzol mit Hilfe des Kerreffekts mittels Babinetstreifen bei wachsender Feldstärke haben gezeigt, daß die Babinetinterferenzstreifen sich parallel zu sich selbst verschoben. Die dabei verwendeten Feldstärken reichten bis 150 kV/cm. Die weitere Steigerung der Feldstärke war durch die auftretenden Funkenentladungen unterbunden. Im ganzen untersuchten Meßbereich zeigte sich im stationären Zustand eine gleichmäßige Feldverteilung, wenn das Nitrobenzol gut gereinigt war. Die Streifenverschiebung in verunreinigten Nitrobenzolproben zeigt die ungleichmäßige Feldverteilung zwischen den Elektroden an. Auch die Messungen mit Gesichtsfeldaufhellung ergeben dieselben Resultate. Bei annähernd monochromatischem Licht zeigte sich eine ungleichmäßige Verteilung der Lichtintensität, die den Deformierungen der Babinetstreifen entsprach. Je unreiner die Flüssigkeit ist, desto stärker ist die Feldverzerrung ausgeprägt (36, 37). Wenn in einer Flüssigkeit, deren Eigenleitvermögen um einige Zehner-Potenzen größer ist als das der reinen dielektrischen Flüssigkeiten, in reinem Zustand homogene Feldverteilung zu beobachten ist, so ist in reinen dielektrischen Flüssigkeiten eher eine gleichmäßige Feldverteilung möglich.

Aus diesen Resultaten sehen wir, daß der nichtlineare Verlauf des Logarithmus des Stromes mit wachsender Elektrodenentfernung bei konstant gehaltener mittlerer Feldstärke $\mathfrak{E}_m = \frac{U}{\delta}$ nicht durch eine ungleichmäßige Feldverteilung verursacht werden kann.

Literaturverzeichnis.

1) W. O. Schumann, Handbuch d. Experimentalphysik (Wien, Harms). Bd. 10.
2) R. Seeliger, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus (Graetz), Bd. 3.
3) A. Nikuradse, Physik. Zeitschr. **29**, 778, 1928.
4) M. L. Brünningshaus, C. R. **188**, 1386, 1929, P. Ber. 1929, 1914).
5) A. Nikuradse, Arch. f. El. **26**, 362, 1932.
6) A. Nikuradse, Arch. f. El. **28**, 283, 1929.
7) L. S. Ornstein, G. I. D. J. Willemse u. J. H. G. Mulders, Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 241, 1928.
8) F. Kautzsch, Physik. Zeitschr. **29**, 110, 1928.
9) A. Nikuradse, Arch. f. El. **20**, 403, 1928.
10) A. Nikuradse, Arch. f. El. **22**, 305, 1929.
11) L. S. Ornstein, van Dyck, Willemse, Etektrotechnik 1928.
12) A. Nikuradse u. R. Russischwili, Ann. Phys. **8**, 811, 1931.
13) A. Nikuradse, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 641, 1929.
14) Whitehead und Marvin, Journ. Am. Inst. Elect. Engin. **48**, 186, 1929.
15) Smoluchowski, Handb. der Elektrizität und des Magnetismus (Graetz), Bd. 2.
16) J. Stock, Krak. Anz. A. S. 635, 1912.
17) A. Joffe, T. Kurchatoff u. K. Sinjelnikoff, Journ. of Math. and Phys. **6**, Nr. 3, 1927.
18) A. Smuroff, Cenf. Int. des Grands Reseaux. El. Paris 1926 und 1929. Arch. f. El. **22**, 31, 1929.
19) Monkhouse, Proc. Phys. Soc. **41**, 83, 1928.
20) P. Debye, Polare Molekeln 1929.
21) J. Malsch, Ann. d. Phys. **12**, 865, 1932.
22) J. Malsch, Phys. Zeitschr. **30**, 837, 1929; **33**, 19, 1932.
23) A. Nikuradse, Zeitschr. f. phys. Chemie, Abt. A, **155**, 59, 1931.
24) A. Nikuradse, Arch. f. El. **25**, 826, 1931.
25) W. O. Schumann, Arch. f. El. **12**, 601, 1923.
26) A. Nikuradse, Ann. Phys. **13**, 851, 1932.
27) W. O. Schumann, Vertr. Ber. d. Studienges. f. Höchstspannungsanlagen 1927—28; 1929.
28) A. Nikuradse, Zeitschr. f. Phys. **77**, 216, 1932.
29) W. O. Schumann, Zeitschr. f. Phys. **76**, 707, 1932.
30) A. Nikuradse, Phys. Zeitschr. **33**, 553, 1932. (Ber.)
31) Y. Toriyama, Arch. f. El. **19**, 31, 1927.
32) K. Dräger, Arch. f. El. **13**, 366, 1924.
33) A. Nikuradse, Arch. f. El. **26**, 250, 1932.
34) H. Edler, Arch. f. El. **25**, 448, 1931.
35) A. Gemant, Elektrophys. d. Isolierstoffe, Springer, Berlin 1930.
36) J. Dantscher, Ann. Phys. **9**, 179, 1931.
37) Hehlgans, Physik. Zeitschr. **32**, 718, 803, 951, 971, 1931.
38) R. Möller, Phys. Zeitschr **30**, 20, 1929.
39) W. W. Lozier, Phys. Rev. (2). **36**, 1417, 1930, Nr. 8, 1931.
40) A. Nikuradse u. J. Dantscher, noch unveröffentlichte Arbeit.
41) J. B. Whitehad, Lectures on Dielectric Theory and Insulation. McGraw-Hill Co., New York 1927.
42) S. Whitehead, Dielectric Phenomena II. El. Discharges in Liquids. C. Benn Ltd., London 1928.
43) A. Gemant, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 250, 1931.
44) G. Rebaul, C. R. **171**, 1052, 1920; **173**, 1162, 1921.
45) H. Eisler, Zeitschr. f. Phys. **79**, 266, 1932.
46) R. Möller, Physik. Zeitschr. **32**, 697, 1931.
47) W. Schottky, Zeitschr. f. Phys. **14**, 63, 1923; Physik. Zeitschr. **15**, 872, 1928.
48) W. V. Houston, Zeitschr. f. Phys. **47**, 33, 1928.
49) Nordheim, Physik. Zeitschr. **30**, 177, 1929.

(Eingegangen 6. Dezember 1932.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über das Auftreten und die Deutung der selektiven lichtelektrischen Elektronenemission an zusammengesetzten Alkalikathoden.

Von W. Kluge.

(Aus dem Forschungsinstitut der AEG.)

1. Ziel der vorliegenden Untersuchung.

Die zahlreichen in den letzten Jahren ausgeführten Untersuchungen auf dem Gebiete der äußeren lichtelektrischen Wirkung befaßten sich in vorwiegendem Maße mit der Frage der Sensibilisierung[1]) von Alkalimetallen. Man versuchte, angeregt durch die Bedürfnisse der Technik, eine hohe Absolutausbeute in Photozellen zu erzielen. Im Vordergrund stand dabei die Anstrebung einer hohen Rotempfindlichkeit, d. h. eine Verminderung der Austrittsarbeit und möglichst eine gleichzeitige Herbeiführung einer selektiven Wirkung im langwelligen Spektralgebiet. Diese Arbeiten haben viele wertvolle Einzelerkenntnisse zutage gefördert. Sie haben aber auch gleichzeitig zu einer Vermehrung der vorgeschlagenen Deutungsmöglichkeiten an den im Verlaufe der Sensibilisierung beobachteten Erscheinungen geführt. Damit hat man sich immer mehr von einer eigentlich anzustrebenden Einheitlichkeit und Übersichtlichkeit in den Deutungsversuchen entfernt. Das tritt besonders an solchen Photokathoden hervor, an deren Aufbau und endgültiger lichtelektrischer Wirkung mehrere chemische Komponenten beteiligt sind. Nachdem man nun die mannigfachen Wandlungen der selektiven Wirkung an den Alkalimetallen kennt, ist der Versuch an der Zeit, unter Hinzuziehung bereits bewährter Deutungsvorschläge irgendwelche ordnende und einheitliche Gesichtspunkte in diese Erscheinungen hineinzutragen. Dieser Versuch scheint insofern berechtigt, als man heute photoelektrisch wirksame Oberflächenschichten von sehr tiefem Dampfdruck und damit großer Konstanz im spektralen lichtelektrischen Verhalten herstellen kann. Die im folgenden beschriebene Untersuchung soll einen Beitrag in dieser Richtung darstellen. Sie schließt sich an die älteren Arbeiten von Bainbridge, Koller[1]) und Campbell[2]) an, die die lichtelektrischen Eigenschaften der Alkalimetalle in dünner Schicht auf oxydierten Schwermetallen zum Gegenstand hatten. Diese Arbeiten befaßten sich aber vorzugsweise mit Zäsium, weil man damals in erster Linie darauf bedacht war, eine große Rotempfindlichkeit zu erzielen. Im Gegensatz dazu soll hier die gesamte Alkalimetallreihe Natrium, Kalium, Rubidium und Zäsium in möglichst untereinander übereinstimmender Weise sensibilisiert und untersucht werden, um eine möglicherweise im Kurvenverlauf der spektralen Ausbeute vorhandene Systematik aufzudecken und damit irgendeine vorzuschlagende Deutung hierfür genügend zu stützen. Der untersuchte Schichtentypus wird durch das Schema Ag–M_2O–M charakterisiert. Darin bedeuten Ag das „Trägermetall", M irgendein Alkalimetall und M_2O das zugehörige Alkalimetalloxyd. Dieses ist gleichzeitig die sog. „Zwischenschicht". Die Messungen der spektralen Ausbeute erstreckten sich vom Ultraroten (1,2 μ) bis ins nahe Ultraviolett (360 mμ).

2. Die bekannten Verfahren zur Herbeiführung eines selektiven Photoeffektes.

Die ersten Versuche, die Ausbeute an Alkaliphotozellen zu steigern, gehen auf Elster und Geitel[3]) zurück. Die Sensibilisierung bestand darin, auf das Alkalimetall eine Glimmentladung in Wasserstoff einwirken zu lassen. Die Oberfläche wird dann z. B. bei Kalium im Blauvioletten besonders empfindlich. Die Untersuchungen von Pohl und Pringsheim[4]) zeigten bald, daß auch andere Stoffe, wie Sauerstoff, Schwefel und Jod, zur Sensibilisierung herangezogen werden können. A. R. Olpin[5]), der diese Untersuchungen im großen Umfange weiter ausgedehnt hat, brachte die weitere wertvolle Erkenntnis, daß schließlich auch organische Substanzen bzw. Verbindungen eine Sensibilisierung von Alkalien herbeiführen können, wenn man die richtige Dosierung des sensibilisierenden Stoffes wählt. Diese Sensibilisierungen haben in allen angeführten Fällen ihren Grund in der Ausbildung eines selektiven Photoeffektes, der

1) Unter Sensibilisierung sei hier jeder Vorgang bezw. jede Maßnahme verstanden, die die lichtelektrische Ausbeute des Alkalimetalls erhöht, wenn man vom reinen Alkalimetall im kompakten Zustand ausgeht.

1) S. Koller, Phys. Rev. **36**, 1639, 1930.
2) N. R. Campbell, in „Photo-Electric cells". I. S. Anderson, London 1930. S. 10.
3) J. Elster und H. Geitel, Phys. Zeitschr. **11**, 257, 1910.
4) R. Pohl und P. Pringsheim, Verhandlung. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 634/5, 1913.
5) A. R. Olpin, Phys. Rev. **36**, 251, 1930.

je nach Wahl der sensibilisierenden Substanz bei einer bestimmten Wellenlänge (besser Spektralbereich; s. unten) liegt. Überraschend ist dabei die völlige physikalisch chemische Verschiedenheit der sensibilisierenden Substanzen. Diese Beobachtungen bilden gewichtiges Material für die Deutung des selektiven Photoeffektes im allgemeinen (s. Abschn. 8). Wir beschränken uns zunächst auf die Festlegung der strukturellen Bedingungen, die eine Oberfläche erfahrungsgemäß besitzen muß, damit sie lichtelektrisch selektiv wirkt. R. W. Pohl[1]) hat hierzu die Annahme gemacht, daß sich zur Beobachtung eines selektiven Photoeffektes das Alkalimetall in einer dünnen Schicht auf einer Unterlage suspendiert befinden muß. Diese Unterlage besteht zumeist aus einer Verbindung des Alkalimetalles. R. Suhrmann[2]) hat diese Annahme ausführlich präzisiert und auf organische Substanzen als Unterlage erweitert. In dieser eben angestellten Betrachtung sollte vollkommen reines Alkalimetall keinen selektiven Photoeffekt zeigen. Die experimentellen Stützen für diese letzte Schlußweise sind noch nicht übereinstimmend. So fanden Wiedmann[3]) und Fleischer[4]) am entgasten Kalium keinen selektiven Photoeffekt. Kluge und Rupp[5]) fanden jedoch in Verbindung mit Elektronenbeugungsversuchen bei ebenfalls vorsorglicher Destillation des Alkalimetalls einen, wenn auch schwachen, selektiven Effekt. Es muß dahingestellt bleiben, ob im letzten Falle spurenweise Verunreinigungen bzw. Gasreste mit dem Alkalimetall eine Verbindung eingegangen waren, die die oben geforderte Zwischenschicht bilden, oder ob schließlich auch andere Sonderbedingungen[6]), wie etwa eine feine Verteilung oder eine besondere Anordnung von atomarem Metall auf dem massiven Metall zu dieser schwachen selektiven Wirkung geführt haben. Zweifellos können auch bei großer Reinheit des verwendeten Metalles die Verschiedenheiten der äußeren Maßnahmen der einzelnen Autoren schon merkliche Verschiedenheiten der photoelektrischen Wirkung in den einzelnen Fällen hervorrufen, die vielleicht auf nicht kontrollierbare strukturelle Unterschiede der Oberfläche zurückgeführt werden dürfen. Wir können, dessen ungeachtet, an der oben formulierten Bedingung festhalten, daß man eine selektive Wirkung dann besonders ausgeprägt herbeiführen kann, wenn man das Alkalimetall in feiner Verteilung auf einer Zwischenschicht anordnet. Die Zwischenschicht kann eine chemische Verbindung des Alkalimetalls darstellen. In dieser Überlegung ist auch für die im folgenden untersuchten Schichten Ag–M_2O–M die strukturelle Bedingung für das Auftreten eines selektiven Photoeffektes gegeben. Der selektive Photoeffekt kann aber auch noch auf eine andere Weise herbeigeführt werden. R. Suhrmann[1]) konnte feststellen, daß dünne, nahezu unsichtbare Kaliumhäute auf Platin bei Einhaltung einer bestimmten Dicke der Kaliumschicht einen selektiven Photoeffekt zeigen, der bei Über- bzw. Unterschreitung der Schichtdicke wieder abklingt. Suhrmann hat versucht, auch diesen selektiven Photoeffekt in die oben dargelegten strukturellen Grundbedingungen einzugliedern, d. h. die Existenz einer Zwischenschicht zwischen Platin und Kalium anzunehmen[2]).

3. Die verwendeten Versuchszellen und Aufbau der Photokathoden.

Es sollen nun die Zellen beschrieben werden, an denen die Untersuchungen vorgenommen wurden. Neben einigen anderen Zellentypen kamen in der Hauptsache zwei Ausführungsformen zur Anwendung. In einem Falle handelt es sich um eine kugelförmige Zelle nach Art des schwarzen Körpers, im zweiten Falle um eine zylindrische Zelle, die etwa nur zur Hälfte mit der lichtempfindlichen Schicht bedeckt ist. Letztere ist im Aufbau einfacher. Sie besitzt eine zentrale, als Stab ausgebildete Anode. Zwischen dieser und der Kathodenschicht ist ein genügend langer Hals vorgesehen, der später bei der spektralen Untersuchung, besonders im violetten Spektralgebiet bei Verwendung einer Metallfadenlampe als Lichtquelle eine ausreichende Isolation verbürgt. Die Stromzuleitung zur Kathode vermittelt ein in die Zylinderwand eingeschmolzener Platindraht. Die kugelförmige Zelle ist ganz entsprechend aufgebaut. Nur die Anode ist davon abweichend, da diese für den Aufbau der Kathodenschicht mit herangezogen wird. Aus Fig. 1 geht die Ausbildung der Anode hervor. Zwei Durchschmelzungen am Anodenfuß ermöglichen die galvanische Heizung einer Wolframspirale S, die eine hieran in der Mitte zuvor befestigte Silberperle im Hochvakuum zum Verdampfen bringt. Zwei

1) R. W. Pohl, Naturw. **14**, 214, 1926.
2) R. Suhrmann, Zeitschr. f. wiss. Phot. **30**, 16, 1931.
3) G. Wiedmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 343, 1915.
4) Fleischer, Ann. d. Phys. **82**, 75, 1927.
5) W. Kluge und E. Rupp, Zeitschr. f. Phys. **77**, 82, 1932.
6) R. Fleischmann, Nachr. d. Ges. d. Wiss. z. Göttingen, Math.-phys. Kl. 1931, Nr. 20

1) R. Suhrmann und H. Theissing, Zeitschr. f. Phys. **55**, 701, 1929.
2) Vgl. H. Simon und R. Suhrmann, „Lichtelektrische Zellen". Verlag J. Springer, Berlin 1932, S. 31 ff.

kreisförmige Scheibchen B_1 und B_2 blenden die Silberdampfstrahlen ab und lassen den Zellenhals und das Lichteintrittsfenster frei. Bezüglich des Aufbaues der lichtempfindlichen Schicht unterscheiden sich die Zellen nur in der Art der Trägerschichtbildung. Die zylindrische Zelle wird auf chemischem Wege durch Ausscheiden von Silber aus einer Lösung verspiegelt und kommt dann an die Hochvakuumapparatur, die kugelförmige Zelle hingegen wird später im Hochvakuum durch Verdampfen von Silber verspiegelt.

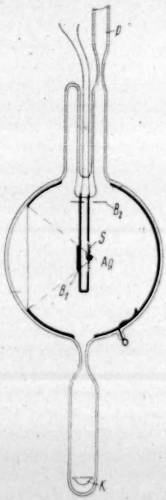

Fig. 1. Versuchsphotozelle (Schnitt).

Die Zellen werden zunächst evakuiert und durch Überschieben eines Ofens so lange auf 400 bis 450° C erhitzt, bis Wasserdampf und adsorbierte Gasschichten restlos abgepumpt sind. Die Silberschicht erscheint nunmehr bei den Zylinderzellen gut spiegelnd. An den Kugelzellen wird die Verspiegelung jetzt erst vorgenommen. Bei nicht zu hoher Heizung der Wolframspirale und gutem Vakuum bildet das Scheibchen B_1 an der Anode einen guten Schatten auf der inneren Zellenwandung und es entsteht ein scharf umrandetes Lichteintrittsfenster. Hierauf wird zwischen Kathode und Anode eine leuchtende Glimmentladung in Sauerstoff vorgenommen und so lange aufrechterhalten, bis der Silberspiegel mit einer Silberoxydschicht von einer aus der Erfahrung hergeleiteten optimalen Dicke bedeckt ist. Die Kathode durchläuft dabei verschiedene Farbstadien von Mattgelb, Braun, Blauviolett nach Dunkelblau. Die Weitertreibung der Entladung führt zu neuen Farberscheinungen, deren Sonderbedingungen und Aufzählung an dieser Stelle zu weit führen würde. Im Zusammenhang mit dem hier gesteckten Versuchsziel wurde die Glimmentladung bis zum Eintreten eines braunen bis blauvioletten Farbgrades betrieben. Nach Abpumpen des in der Zelle verbliebenen Sauerstoffes erfolgte die Darstellung des Alkalimetalls in der seitlich an der Zelle angebrachten Destilliervorlage. In der Mehrzahl der Fälle wurden die Alkalimetalle aus ihren Chloriden durch deren Reduktion mittels Kalzium gewonnen. Das äquimolare Gemisch befindet sich vor Beginn des Herstellungsprozesses in einer Nickelkapsel K (Fig. 1). Hochfrequente Wirbelströme können diese zum Glühen bringen und den Reduktionsprozeß einleiten. Dann kann das Eindestillieren des Alkalimetalls erfolgen. Das Eindringen des Dampfes in die Zelle zeigt sich durch das Auftreten eines Farbumschlages der Kathode an. Es können dann anschließend verschiedenartige Farbfolgen durchlaufen werden, die von der Natur des eindestillierten Metalls, vor allem aber auch von der zeitlich auf die bereits vorhandene Schicht einwirkenden Metalldampfmenge abhängen. Für alle verwendeten Metalle wurde ein nahezu übereinstimmendes Destillierverfahren gewählt, da, wie schon eingangs erwähnt, ein bestimmter, im Aufbau möglichst übereinstimmender Schichtentypus Ag–M_2O–M angestrebt und spektral untersucht werden sollte, in dem lediglich das Alkalimetall M substituierbar ist. Der Destillierprozeß wurde abgebrochen, noch ehe in der Nähe der Abschmelzstelle spurenweise freies Metall sichtbar wurde. Das unterliegt naturgemäß einer subjektiven Schätzung. Hierauf wurde die Destilliervorlage abgeschmolzen. Die Zellen sind in diesem Versuchsstadium noch wenig empfindlich. Erst eine anschließende Erhitzung unter gleichzeitigem Pumpen führt die erhöhte lichtelektrische Wirksamkeit herbei. Es ist anzunehmen, daß während des Erhitzens eine völlige Reduktion des an sich leicht zerfällbaren Silberoxyds vor sich geht und beim Extremwert der angewandten Temperaturen eine äußerst dünne, möglicherweise monoatomare Alkalischicht auf dem Alkalioxyd zurückbleibt. Die Erhitzung wurde je nach dem Dampfdruck des verwendeten Alkalimetalles auf 200 bis 250° C betrieben. Für *Rb* und *Cs* sind tiefere, für *K* und *Na* höhere Temperaturen angewendet worden. Die Überschreitung dieser Temperaturen führt bald zu einem Zerfall des Alkalioxyds, was aber zur Erzielung einer selektiven Wirkung im langwelligen Spektralgebiet vermieden werden muß. Es wird angenommen, daß die so hergestellten

Zellen einen nahezu übereinstimmenden Schichtentypus $Ag-M_2O-M$ untereinander aufweisen. Diese Formulierung des Schichtentypus soll lediglich ein Schema sein. Schon räumlich brauchen sich die einzelnen Komponenten nicht streng im Sinne obiger Formel aneinanderzureihen. So ist es sehr wahrscheinlich, daß in der Schicht M_2O noch atomares Silber eingelagert ist. Ebenfalls wahrscheinlich, aber schwer nachweisbar, ist eine entsprechende Einlagerung von atomarem Alkalimetall[1]). Für diese Annahme spricht der Umstand, daß alle Schichten im fertigen Zustand eine Verfärbung aufwiesen. Die Zäsium- und Rubidiumzellen zeigten eine vorwiegend bräunliche matte Färbung der Kathode, die Natrium- und Kaliumzellen hingegen eine blaue, mehr mit einem gewissen Glanz verbundene Färbung. Da die Alkalimetalloxyde sicherlich farblos sind, so kann man sie vielleicht in diesen Photozellen als „atomar verfärbt" ansprechen. Die auf dem Oxyd M_2O adsorbierte Alkalischicht ist unsichtbar dünn, wahrscheinlich aber nicht „monoatomar", sondern wegen der nicht vermeidlichen Rückdiffusion des Alkalidampfes bei der Erhaltung der Zellen eher fein dispers.

4. Apparatur zur Messung der spektralen Ausbeute.

Zur genauen Bestimmung der spektralen Lage des selektiven Photoeffektes war ein Monochromator von hohem Auflösungvermögen bei gleichzeitig großer Lichtstärke erforderlich. Diese Bedingung wurde von dem verwendeten Müller-Hilger-Universal-Doppelmonochromator erfüllt. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 2

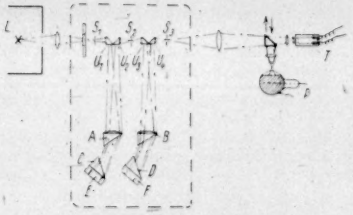

Fig. 2. Versuchsanordnung.

dargestellt. Das Licht einer Wolfram-Wendellampe mit Quarzfenster wird durch einen Kondensor über eine Lichtklappe auf den Eintrittsspalt S_1 des Monochromators konzentriert. Nach zweimaliger Zerlegung gelangt es durch den Austrittsspalt S_3 über ein achromatisches Objektiv entweder auf ein Vakuum-Thermoelement T nach C. Müller oder es fällt durch Hereinschieben eines Umlenkprismas in den Strahlengang auf die zu untersuchende Photozelle P. Das Thermoelement wird wegen der geringen Breite des Thermobändchens in Verbindung mit einem Mikroskopobjektiv verwendet. Dieses bildet den Spalt S_3 auf das 0,3 mm breite Thermobändchen fünffach verkleinert ab. Zur Eliminierung der Lichtverluste des Mikroskopobjektivs wurde vor die Photozelle ein genau gleiches Mikroskopobjektiv angeordnet. Damit fällt auf die Photozelle jeweils die gleiche Lichtenergie wie auf das Thermoelement und es brauchen nur noch die Lichtverluste des Umlenkprismas in Rechnung gezogen zu werden. Die Lichtverluste am Photozellenfenster gleichen sich mit denen am Fenster des Vakuumthermoelementes praktisch aus. Die Zellen waren nahezu voll ausgeleuchtet. Nicht in Rechnung gesetzt sind die Lichtverluste an den Anoden. Die Messung der Photoströme erfolgte elektrometrisch nach der Aufladem ethode mit Hilfe eines Edelmannschen Einfadenelektrometers.

Der verwendete Doppelmonochromator ist nach den Konstruktionsideen von C. Müller[1]) unter Verwertung eines Zusatzvorschlages von R. Frisch durch die Firma Hilger gebaut. Seine Arbeitsweise sei im folgenden kurz beschrieben. Es sind zwei Monochromatoren aus Quarz mit Youngschen Prismenpaaren A, B bzw. C, D in Nebeneinanderlagerung gemäß Fig. 2 so miteinander vereinigt, daß bei der Strahlenumlenkung zugleich mit der zweiten spektralen Reinigung eine Dispersionsverdoppelung erfolgt. Die den Spalten S_1, S_2 und S_3 zugekehrten Halbprismen A und B sind direkt mit asphärischen Linsenflächen kombiniert. Sie stehen auf einem Schlitten, der senkrecht zur Verbindungslinie der Spalte bewegt werden kann. Auf diesem Schlitten ist drehbar gelagert ein Tisch, welcher die beiden anderen Halbprismen C und D trägt. An diese Halbprismen ist zwecks vollkommener Strahlenreflexion je ein total reflektierendes Umlenkprisma E und F angesetzt. Mit einer einzigen Schraubspindel wird lediglich durch Benutzung einer geradlinigen am Drehtisch angelenkten Schiene, die sich gegen eine Rolle lehnt, einmal der Abstand der Linsen von den Spalten verändert (Brennweitenausgleich) und gleichzeitig werden die beiden Halbprismen C und D entsprechend gedreht (Wellenlängeneinstellung). Die drei Spalte S_1, S_2 und S_3 sind mit Umlenkprismen U_1, U_2, U_3 und U_4 so kombiniert, daß der austretende Spektralstrahl die geradlinige Fortsetzung des

1) Vgl. I. H. de Boer und M. C. Teves, Zeitschr. f. Phys. **74**, 604, 1932.

1) C. Müller, Zeitschr. f. Instrumentenkunde, **51**, 297, 1931. Ein ausführlicher Bericht von C. Müller erscheint demnächst an anderer Stelle.

einfallenden unzerstreuten Strahles bildet. Die Öffnung der Prismen beträgt 60 mm, die relative Öffnung F:4 bei 185 mμ und F:5,8 bei 4,0 μ. Während der gesamten hier zur Darstellung gebrachten Untersuchung waren alle drei Spalte des Monochromators auf eine Breite von 0,2 mm eingestellt. Der Austrittsspalt S_3 umfaßte dann im Violetten 1,3 mμ, im Gelben 3,6 mμ, im Roten 4,7 mμ. Man konnte also mit zahlreichen, sehr eng begrenzten Spektralbezirken arbeiten, ohne daß eine Überlappung der Nachbarbezirke eintrat. Im Gebiet der selektiven Wirkung wurde so die Wellenlängeneinstelltrommel meistens um 10 mμ weitergedreht und jeweils gemessen. Nach Aueichung des Thermoelementes mittels Hefnerkerze konnte schließlich die spektrale Energieverteilungskurve der Lichtquelle in cal/sec bestimmt werden. Damit wurde auch die Angabe der absoluten Ausbeute der untersuchten Photozellen in Coul/cal möglich.

5. Die Meßergebnisse.

Die in Abschnitt 3 beschriebenen Zellen wurden nun bei der Sättigungsspannung spektral durchgemessen. Diese liegt bei den angewendeten Lichtintensitäten bei ungefähr 100 V und ist unabhängig von der eingestrahlten Farbe. Die Ergebnisse sind in Fig. 3 zusammenfassend dargestellt, und zwar sind für jede Photokathode charakteristische Kurven wiedergegeben. Nach provisorischer Festlegung des Kurvenverlaufes wurden besonders viel Meßpunkte im Gebiete der zu erwartenden selektiven Wirkung gemessen. Das konnte mit Rücksicht auf die geringe Spaltbreite des Monochromators (0,2 mm) und sein hohes Auflösungsvermögen geschehen. Die gemessenen Ausbeuten seien nacheinander durchgesprochen. Der Schichtentypus war bereits in Abschnitt 3 ausführlich gekennzeichnet. Wir haben nun lediglich in dem Schema Ag–M_2O–M für M der Reihe nach die Alkalimetalle Natrium, Kalium, Rubidium bzw. Zäsium zu substituieren. Dementsprechend sind in Fig. 3 vier Kurvenscharen untereinander zur Darstellung gebracht. Für Natrium wird mit der oben beschriebenen Optik und den verwendeten Meßinstrumenten ein Photoeffekt bei ungefähr 680 mμ meßbar (relative rote Grenze). Dann steigt die Ausbeutekurve nach kürzeren Wellenlängen zu stetig an. Würde man die Messung bei 420 mμ abbrechen, so könnte man dieser Kathode die Eigenschaft eines normalen Photoeffektes zulegen. Die Ausbeutekurve kehrt jedoch bei 410 mμ scharf um und läßt so ein Maximum des Photoeffektes entstehen. Der Abfall nach dem nahen Ultraviolett ist dann ziemlich steil. Für die Deutung des Maximums bei 410 mμ und des etwas unsymmetrischen Verlaufes der gesamten Ausbeutekurve werden in Abschnitt 8 Vorschläge erbracht. Die Messung der Kaliumzellen ergab, daß sich ein meßbarer Photoeffekt schon bei ~ 800 mμ einstellt. Dann zeigt sich zunächst ein stetiger Anstieg mit einer kleinen Erhebung um 500 mμ. Der Anstieg der Kurve geht jedoch weiter, bis sich, ganz ähnlich wie im Falle des Natriums, wiederum eine in einem ziemlich engen Spektralbereich ($\Delta\lambda = 30$ mμ) vorgehende Kurvenumkehr nach unten einstellt. Bei Kalium wird also ein Maximum der Ausbeute bei 410 mμ und ein zweites etwas schwaches, aber häufig beobachtbares Maximum bei ~ 500 mμ gemessen. Die Untersuchung der Rubidiumzellen führte in dieser Meßapparatur schon zu einem meßbaren Photoeffekt bei ~ 1000 mμ. Dann ergibt sich ein etwas breites Maximum

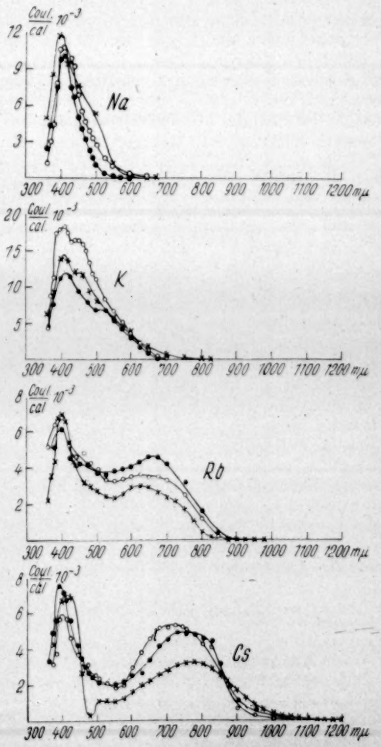

Fig. 3. Typische Kurven und Streuung der spektralen Ausbeute an Photozellen mit Kathodenschichten Ag–M_2O–M.

bei ~ 650 mμ, ein Sattelgebiet um 550 mμ und dann wieder ein Anstieg, bis bei 410 mμ, ähnlich wie im Falle des Natriums und Kaliums wiederum eine Umkehr der Ausbeutekurve nach unten einsetzt. Bei Rubidium wird also ein Maximum der Ausbeute bei ~ 410 mμ und ein zweites ausgeprägtes Maximum bei ~ 650 mμ gemessen. An Zäsiumzellen wird die größte Rotempfindlichkeit erzielt. Die photoelektrische Wirkung wird bereits bei 1200 mμ meßbar. Dann erfolgt ein Anstieg über ein Maximum bei ~ 760 mμ, ein Sattelgebiet, wiederum ein Anstieg, bis sich schließlich eine plötzliche Umkehr der Ausbeutekurve bei ~ 410 mμ nach unten einstellt mit einem verhältnismäßig steilen Abfall nach dem nahen Ultraviolett. An Zäsiumzellen wurden so ein Maximum der Ausbeute bei 410 mμ und ein zweites Maximum bei ~ 760 mμ gemessen. Die Existenz zweier Maxima wurde zuerst von Koller[1]) festgestellt.

Zusammenfassend kann über die eben beschriebenen Messungen gesagt werden, daß die Rotempfindlichkeit an allen Schichten, wie man erwarten konnte, ganz im Sinne des steigenden Atomgewichtes der Alkalimetalle zunimmt. Als weiteres Merkmal hat sich ergeben, daß alle Schichten in auffällig übereinstimmender Weise ein Maximum der Ausbeute um 410 mμ besitzen. Die spektrale Lage dieses Maximums scheint damit völlig unabhängig von der Natur des in dem Schichtentypus Ag–M_2O–M vorhandenen Alkalimetalls M zu sein. Es soll in dieser Arbeit künftig als „kurzwelliges Maximum" bezeichnet werden. Außer diesem werden bei Kalium, Rubidium und Zäsium noch je ein zweites „langwelliges Maximum" beobachtet, die sich, ähnlich wie die bekannten selektiven Maxima an hydrierten Alkalischichten, im Sinne des steigenden Atomgewichtes nach langen Lichtwellen zu aufreihen. Nur sind diese Maxima beträchtlich in das langwellige Spektralgebiet gerückt. Bei Kalium ist das langwellige Maximum meist schwach. Die Tendenz zur Ausbildung ist jedoch fast immer vorhanden. Bei Natrium ist ein langwelliges Maximum nicht gefunden worden. Es wird angenommen, daß dieses von dem kurzwelligen gerade überdeckt wird.

6. Die Streuung in der spektralen Lage der beobachteten Maxima.

Von Interesse ist nun, in welchem Maße sich die Ausbeutekurve jeder einzelnen Schicht bei Einhaltung des oben gekennzeichneten Herstellungsverfahrens reproduzieren läßt und wie groß die Schwankung der spektralen Lage jedes einzelnen Maximums ist. Hierüber werden im allgemeinen wenig Angaben gemacht. Es ist aber notwendig, wenn man zu einer zuverlässigen Deutung der Maxima übergehen will. Es ist genügend bekannt, daß das spektrale lichtelektrische Verhalten einer Vielheit äußerlich scheinbar gleicher und auch in gleicher Weise hergestellter Oberflächen in den seltensten Fällen völlig übereinstimmt. In jüngerer Zeit ist von Campbell und Ritchie[1]) in anschaulicher Weise gezeigt worden, wie groß z. B. die Streuung der Ausbeutekurven an hydrierten Kaliumoberflächen ist. Für die Lage des Maximums ergibt sich ein Wellenlängenbereich von 430 bis 440 mμ. In ähnlicher Weise ist nun in der vorliegenden Arbeit verfahren worden. Die auftretenden Streuungen in der spektralen Lage der kurzwelligen und der langwelligen Maxima gehen ebenfalls aus Fig. 3 hervor. Für jedes Metall sind je drei Kurven angegeben. Man erhält somit einen Wellenlängenbereich, in welchem die jeweiligen Maxima aufzutreten pflegen. Die kurzwelligen Maxima streuen bei allen Schichten und für jedes Alkalimetall M maximal innerhalb 400 und 420 mμ. Die langwelligen Maxima streuen bei Einhaltung des in Abschnitt 3 beschriebenen Herstellungsverfahrens in größeren Bereichen und zwar

bei Kalium zwischen 460 und 520 mμ
bei Rubidium zwischen 620 und 680 mμ
bei Zäsium zwischen 730 und 800 mμ.

Insgesamt kann gesagt werden, daß die Schwankungen dergestalt sind, daß sie nicht die aus Fig. 6 entnehmbare Gesetzmäßigkeit in der Anordnung der Durchschnittsmaxima zu verwischen vermögen. Der Grad der Streuung für ein bestimmtes Metall ist erträglich, wenn man den verhältnismäßig komplizierten Aufbau der wirksamen Oberflächenschicht berücksichtigt. Der Grund für die geringe Streuung ist auch auf den relativ geringen Dampfdruck der Photokathoden zurückzuführen. Die Gesamtemission im weißen Licht wird z. B. nach einer Erhitzung der Zellen auf 100° C und mehr praktisch wenig verändert.

7. Das lichtelektrische Verhalten dünner unsichtbarer Alkalischichten auf einem Silberspiegel.

Um die Entstehungsbedingungen der oben gemessenen Ausbeutekurven genauer kennenzulernen und um eine Deutung herbeizuführen, wurde in der Herstellung der Photokathoden ein Schritt rückwärts gegangen. Es wurde die Oxydzwischenschicht weggelassen und kugelförmige Photozellen entsprechend der Fig. 1 mit

1) S. Koller l. c.

1) Campbell und Ritchie in „Photoelectric cells". I. S. Anderson, London 1930, S. 32.

einem Schichtentypus Ag–M hergestellt. Dabei wurde in der Weise vorgegangen, daß die Destilliervorlage mit eingeschlossenem, freiem, kompaktem Alkalimetall im Gegensatz zu früher an der Zelle verblieb und der Alkalidampf vermöge seines Dampfdruckes allmählich in die Zelle eindringen konnte. Dieser Dampf kann sich dann so lange auf dem Silberspiegel absetzen, als die Adsorptionskräfte der Silberoberfläche bei der in der Zelle vorhandenen Temperatur wirksam sind, d. h. bis eine Gleichheit des Dampfdruckes in Zelle und Vorlage vorhanden ist. Bei Verwendung von Zäsium und Rubidium stellt sich die lichtelektrische Wirkung des Silberspiegels schon bei Zimmertemperatur ein. Wegen des geringen Durchmessers der Destilliervorlage an der Abschmelzstelle mußte bei Kalium und Natrium eine vorsichtige Erwärmung der Vorlage vorgenommen werden, die bei Überschreitung des maximalen Photoeffektes im weißen Licht abgebrochen wurde. Die Alkalischichten waren in allen Fällen völlig unsichtbar.

Das lichtelektrische Verhalten dünner, unsichtbarer Alkalihäute auf verschiedenen ebenen Metallspiegeln ist bereits früher von Ives[1]) untersucht worden. Dabei fand Ives einen entscheidenden Einfluß der Unterlage auf die vermessene relative spektrale Empfindlichkeit. Die Messungen erstreckten sich aber alle nur bis zur Wellenlänge $\lambda = 380\ m\mu$ und es hatte den Anschein, daß der von ihm bis dorthin beobachtete „normale Photoeffekt" auch im ultravioletten Gebiet erhalten bleibt. R. Suhrmann und H. Theissing[2]) haben dann die Versuche von Ives für Kalium auf Platin in das ultraviolette Gebiet ausgedehnt und dabei einen nahezu normalen Verlauf bei einer angenommenen monoatomaren Kaliumschicht gefunden. Die Steigerung der Schichtdicke, die aber immer noch unsichtbar war, ließ dann einen selektiven Photoeffekt bei 350 $m\mu$ entstehen, bis mit weiter zunehmender Schichtdicke das Maximum absank und nach langen Wellen bis 400 $m\mu$ wanderte. In jüngerer Zeit hat nun Brady[3]) Versuche angestellt, neben den lichtelektrischen Untersuchungen gleichzeitig die Schichtdicke des Alkalimetalls auf einem Silberspiegel quantitativ zu bestimmen. Er kann für jede spektrale Ausbeutekurve die Anzahl der auf dem Silberspiegel übereinander angeordneten Molekülagen angeben und kommt so zu Aussagen darüber, wieviel Molekülagen des jeweilig verwendeten Alkalimetalls auf dem Silberspiegel angeordnet sein müssen, damit innerhalb des von ihm untersuchten Spektralbezirkes von der jeweiligen relativen roten Grenze an bis zu 430 $m\mu$ die maximale lichtelektrische Elektronenausbeute auftritt. Der Kurvenverlauf ist in dem von ihm erfaßten Spektralbereich normal. In dem eigenen, oben gekennzeichneten Versuch ist die Messung nun bis 340 $m\mu$ ausgedehnt worden (Fig. 4). Dabei hat sich herausgestellt, daß die Ausbeutekurven in allen Fällen ein Maximum besitzen, dessen Lage jenseits des von Brady erfaßten Spektralbereiches aufgefunden wurde und für Zäsium bei 380 $m\mu$, für Rubidium bei 400 $m\mu$, für Kalium bei 410 $m\mu$ und für Natrium

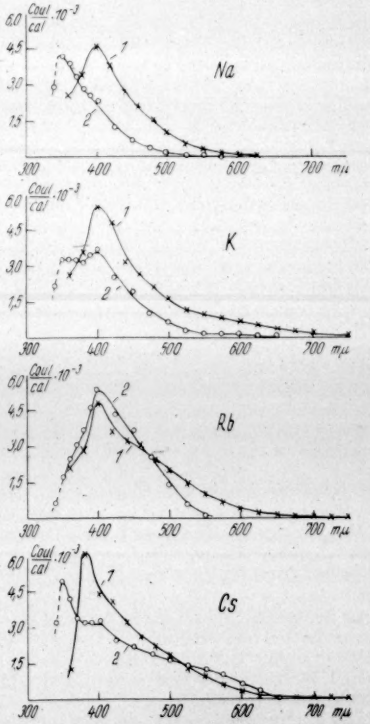

Fig. 4. Spektrale photoelektrische Ausbeute an dünnen Alkalischichten auf Silber.
Kurven 1: Alkalimetall bei + 20° C auf Silber niedergeschlagen (unsichtbar).
Kurven 2: Überschüssiges als Hauch erkennbares Alkalimetall durch Erhitzen der Zellen auf ~ 200° C herausgedampft.
(Schichtentypus Ag–M, absolute Dicke der Alkalischicht in den einzelnen Fällen nicht angebbar, jedoch völlig unsichtbar.)

1) H. E. Ives, Astrophys. Journ. **60**, 209, 1924.
2) R. Suhrmann und H. Theissing, Zeitschr. f. Phys. **55**, 701, 1929.
3) J. J. Brady, Phys. Rev. **41**, 613, 1932.

bei 400 mμ liegt. Dieses Ergebnis steht mit einer von Ives und Briggs[1]) kürzlich mitgeteilten Untersuchung praktisch im Einklang. Ives findet an unsichtbaren, bei Zimmertemperatur spontan niedergeschlagenen Alkalischichten auf ebenen Silberspiegeln bei Einstrahlung von parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht und einem Einfallswinkel von 60° ebenfalls Maxima der lichtelektrischen Ausbeute. Diese Maxima reihen sich in dem gleichen Spektralbereich auf wie bei den oben beschriebenen eigenen Versuchen und liegen für Zäsium, Kalium und Natrium bei 420 mμ, 380 mμ bzw. 360 mμ. Sie sind allerdings flacher ausgebildet. Eine völlige quantitative Übereinstimmung der spektralen Lage der Maxima steht nicht zu erwarten, da die Gleichheit der Schichtdicke nicht prüfbar ist und Ives mit polarisiertem Licht und definiertem Einfallswinkel gearbeitet hat; während hier unpolarisiertes Licht auf einen sphärischen Spiegel fiel. In einem Fall wurde Zäsium in der gleichen Weise auf einem ebenen Silberspiegel untersucht und für $E//$ in Übereinstimmung mit Ives ein Ausbeutemaximum bei 420 mμ gefunden.

In einem weiteren Versuch wurde das Alkalimetall so lange in die Zelle eindestilliert, bis sich ein Überschuß als matter Hauch auf dem Silberspiegel kenntlich machte. Dieser Überschuß wurde anschließend durch eine Erhitzung der Zellen wieder entfernt. Die spektralen Ausbeutekurven fallen dann aus naheliegenden Gründen etwas anders aus. Die Maxima sind etwas nach kurzen Wellen zu verlagert (Fig. 4, Kurven 2). Die Messung bei 340 mμ hat wegen der geringen Lichtintensität nicht mehr die erwünschte Genauigkeit.

8. Die Deutung des Verlaufes der spektralen Ausbeutekurve an den Photokathoden Ag–M_2O–M.

Es soll nun versucht werden, den Verlauf der gemessenen Ausbeutekurven zu deuten. Dabei soll zunächst erst einmal auf bekannte Messungen zurückgegriffen werden. Eine gute systematische Übersicht besitzen wir heute in den Messungen an hydrierten Alkalischichten. An diesen ist in dem bis jetzt zugänglichen Spektralbereich je ein selektives Maximum gefunden worden. Für Zäsium dürfte das wohl auch zutreffen, es müßte aber noch genauer untersucht werden. Bereits 1910 haben Pohl und Pringsheim[2]) gezeigt, daß die Ausbeutekurve an spiegelnden Oberflächen in einen normalen und einen diesem überlagerten selektiven Photoeffekt zerlegt werden kann. Der selektive Photoeffekt ist dabei immer an das Vorhandensein einer senkrecht zur Oberfläche orientierten Komponente des elektrischen Lichtvektors gebunden. Die schematische Darstellung dieses für das folgende wichtige Ergebnis in der Arbeit von Farwig[1]) enthalten. Im Anschluß an die Untersuchungen von Pohl und Pringsheim hat Farwig gezeigt, daß sich der normale Photoeffekt tatsächlich im Gebiet langer Wellen über die langwellige Grenze d des selektiven Photoeffektes hinaus verfolgen läßt (vergl. Fig. 5, die der Darstellung von Farwig entspricht). Der normale Photoeffekt ist durch das Kurvenstück $abde$, der selektive durch das Stück bcd gekennzeichnet. Gudden und Pohl[2]) haben den selektiven Photoeffekt dann als ein „auf elektrischem Wege ausgemessenes optisches Absorptionsspektrum adsorbierter Alkaliatome bzw. Moleküle" gedeutet. Der direkte Nachweis dieser Auffassung ist insofern schwierig, als für das Licht die Oberflächenabsorption gegenüber der Volumenabsorption sehr klein ist und die Trennung dieser beiden Anteile, die sich naturgemäß immer zusammen in der lichtelektrischen Ausbeutekurve auswirken, nicht einfach ist. Fleischmann[3]) hat die Volumenabsorption ausgeschaltet, indem er sich dünne, oberflächliche Alkalimetallschichten in flachen Küvetten aus Quarzglas herstellte. Hieran hat er für dünne *Na*-, *K*-, *Rb*- und *Cs*-Schichten in den aus den Photozellen bekannten Spektralgebieten die langgesuchte selektive, vektorabhängige Lichtabsorption nachweisen können. Die genaue spektrale Lage dieser selektiven Lichtabsorption wird noch von der Unterlage beeinflußt, auf welcher das Alkalimetall adsorbiert ist. Der allgemeingültige, hierzu parallel zu führende experimentelle Nachweis einer selektiven lichtelektrischen Elektronenemission steht noch aus[4]). Es muß jedoch auf die Versuche von Fleischer und Dember[5]) verwiesen werden, die in dieser Richtung für einen speziellen Fall schon bemerkenswerte Ergebnisse erbracht haben, wenn auch dort eine Trennung von wahrer selektiver Lichtabsorption und Fehlabsorption nicht enthalten ist.

1) H. E. Ives und H. B. Briggs, Phys. Rev. **38**, 1477, 1931.
2) R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **12**, 682, 1910.

1) K. Farwig, Zeitschr. f. Phys. **21**, 38, 1923.
2) B. Gudden und R. W. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **34**, 245, 1925; R. W. Pohl, Naturwissenschaften **14**, 217, 1926.
3) R. Fleischmann, Nachr. v. d. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-nat. Kl. 1931, Nr. 20.
4) Vergl. W. Kluge, Physik. Zeitschr. **33**, 873, 1932.
5) R. Fleischer u. H. Dember, Zeitschr. f. techn. Physik **7**, 133, 1926.

Die eben dargelegten bekannten Ergebnisse und Deutungen sollen nun sinngemäß an den hier untersuchten zusammengesetzten Oberflächenschichten $Ag–M_2O–M$ Anwendung finden. Es sollen nämlich alle langwelligen Maxima als selektive optische Absorptionsmaxima des jeweils auf dem Oxyd adsorbierten Alkalimetalls gedeutet werden. Offenbar bewirken die Gittereigenschaften der Oxyde, daß diese Maxima in so hohem Maße nach langen Lichtwellen zu verschoben sind. In Fig. 5, I ist das Schema des Kurvenverlaufs an der Schicht $Ag–Cs_2O–Cs$

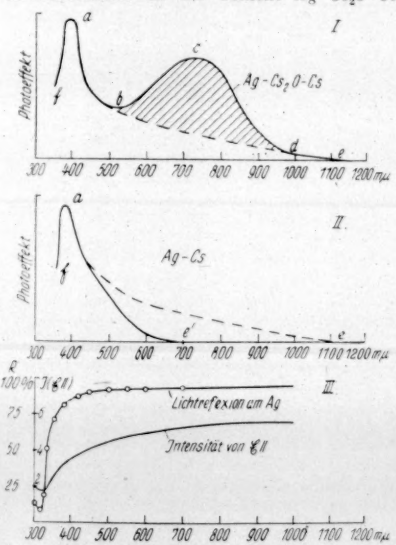

Fig. 5. Allgemeingültige Deutung der spektralen Ausbeutekurve am Schichtentypus $Ag–M_2O–M$ (durchgeführt am Beispiel des Cäsiums).

Kurve I. Vermutete Zerlegbarkeit der Ausbeutekurve zwischen *a* und *e* in einen normalen und einen selektiven Photoeffekt. (Zur Deutung des langwelligen Maximums.)

Kurve II. Spektrale Ausbeute an Kathodenschichten vom Typus $Ag–M$. (Kurve $f–a–e$ bei mutmaßlich monoatomarer Alkalischicht[1]), Kurve $f–a–e'$ bei dickeren unsichtbaren Alkalischichten.)

Kurve III. Lichtreflektion[2]) und Intensität des elektrischen Lichtvektors $\mathfrak{E}//$ an der Silberoberfläche[3]). (Zur Deutung des kurzwelligen Maximums.)

1) Anmerkung bei der Korrektur: Diese hier nicht gemessene Kurve ist vielleicht etwas übertrieben nach langen Wellen zu verlagert. Sie wird sich aber dem vermuteten Verlauf *a*, *b*, *d*, *e* einer spiegelnden Schicht $Ag–Cs_2O–Cs$ für $E\perp$ nähern.

2) Nach Hagen und Rubens.

3) Nach Ives.

dargestellt und gezeigt, daß man zeichnerisch das langwellige Maximum als selektiven Photoeffekt (*bcd*) einem normalen Photoeffekt (*abde*) überlagern kann. Dasselbe kann man in analoger Weise auch an den Schichten tun, die Kalium und Rubidium enthalten. Bei Natrium ist dies nicht möglich, da das langwellige Maximum mit dem kurzwelligen offenbar zusammenfällt. Es läßt sich auch zeigen, daß dieses langwellige Maximum für $E//$ wesentlich stärker ausgebildet ist als für $E\perp$, wenn man die Kathodenkomponenten M_2O genügend dünn auf die spiegelnde Silberunterlage aufbringt[1]). Man kann die Richtigkeit dieser Deutung nun noch weiter erhärten. Wenn man nämlich die Zwischenschicht M_2O wegläßt, so erhält man an dem vereinfachten Schichtentypus $Ag–M$ in dem in Frage kommenden Spektralgebiet nur den normalen Photoeffekt (Fig. 5, II). Gleichzeitig vermag dieser Schichtentypus eine Aufklärung über das noch nicht gedeutete kurzwellige Maximum an den Schichten $Ag–M_2O–M$ zu bringen. Dieses tritt nämlich in auffallender Weise sowohl bei der Schicht $Ag–M_2O–M$ als auch bei der Schicht $Ag–M$ in einem engen, übereinstimmenden Spektralbereich um 400 mμ auf. In Fig. 5, II ist für die Schicht $Ag–Cs$ noch einmal die spektrale Ausbeutekurve angegeben. Sie unterscheidet sich von der darüberliegenden Fig. 5, I nahezu nur dadurch, daß das langwellige Maximum (*bcd*) fehlt. Auch in der absoluten Ausbeutekurve ist eine weitgehende Übereinstimmung vorhanden. Die Lage der roten Grenze wird durch die Dicke der Alkalischicht bestimmt. Der Kurvencharakter des kurzwelligen Maximums ist jedoch andersartig als der des langwelligen. Von der Wellenlänge 410 mμ an wird oft ein verhältnismäßig steiler Abfall in das nahe Ultraviolett beobachtet, so daß das Maximum unsymmetrisch erscheint. Die langwelligen Maxima haben jedoch ähnlich wie die bekannten selektiven Maxima der hydrierten Alkalischichten in ihrem oberen Teil einen symmetrischen Verlauf. Dieser äußerliche Unterschied hat im Verlaufe der vorliegenden Untersuchung die Vermutung aufkommen lassen, daß man dem kurzwelligen Maximum eine andersartige Deutung zukommen lassen muß als dem langwelligen.

Es muß dazu auf eine Arbeit von Ives[2]) zurückgegriffen werden. Ives hat in seiner Untersuchung über das lichtelektrische Verhalten unsichtbarer Alkalihäute auf ebenen Silberspiegeln Kurvenverläufe gefunden, die sich

1) Messungen dieser Art sollen später im Rahmen einer Untersuchung über die Lichtabsorption an Photokathoden gebracht werden.

2) H. E. Ives, Phys. Rev. (2), 40, 802–812, Br. 5, 1932.

mit denen in Fig. 4 dargestellten in guter Übereinstimmung befinden. Ives kommt nun zu dem Ergebnis, daß man den Kurvenverlauf der spektralen Ausbeute nicht in der Weise erklären kann, daß man den Photoeffekt auf absorbiertes Licht bezieht, sondern dadurch, daß man mit Hilfe der optischen Konstanten des Trägermetalls die Intensität des elektrischen Lichtvektors bestimmt, die aus der Interferenz des einfallenden und reflektierten Strahles unmittelbar an der Oberfläche des Trägermetalls zustande kommt. Wenn die Alkalischicht auf dem Silberspiegel unsichtbar dünn ist, so ergeben sich für die lichtelektrische Ausbeutekurve dieselben Merkmale (Maxima und Minima) wie für die Intensitätskurve des elektrischen Lichtvektors an der Silberoberfläche. Das heißt mit anderen Worten, daß der spektrale Photoeffekt dieser Intensität proportional ist. Für die Prüfung dieser Auffassung ist Silber besonders gut geeignet, da es um 3260 Å charakteristische Merkmale seiner optischen Konstanten aufweist. In Fig. 5, III ist nun die Intensitätskurve des elektrischen Lichtvektors für $E//$ zur Darstellung gebracht. Man erkennt, daß diese Kurve von 3200 Å an nach langen Wellen zu eine steigende Tendenz hat. Ebenso besitzt die Kurve des Photoeffekts in diesem Gebiet eine steigende Tendenz. Sie kehrt dann jedoch bei etwa 400 mμ um und läßt ein Maximum entstehen, da sich schließlich bei weiterem Vorrücken nach langen Wellen zu einmal die Existenz einer Austrittsarbeit durchsetzen muß. Wir dürfen für die Deutung der Kurve *Ag–Cs* der Fig. 5, II die Intensitätskurve für $\mathfrak{E}//$ heranziehen, da das unpolarisierte Licht an den verwendeten Versuchszellen auf eine sphärische Kathodenfläche auffiel und somit immer eine Vektorkomponente senkrecht zur Oberfläche vorhanden war. Das charakteristische Merkmal aller in Fig. 4 dargestellten Messungen an den Photokathoden *Ag–M* ist also, daß die Ausbeutemaxima in einem eng begrenzten Spektralbereich liegen, dessen Lage offenbar durch die optischen Eigenschaften des Silbers bestimmt wird. Die Alkalimetalle wirken sich erst in der Lage der relativen roten Grenzen aus. Da nun die kurzwelligen Maxima der Schichten *Ag–M_2O–M* in auffälliger Weise nahezu in demselben Spektralbereich liegen wie die Maxima der Schichten *Ag–M*, so soll hier die Vermutung ausgesprochen werden, daß die Entstehung der Maxima an den Schichten *Ag–M_2O–M* auf die gleichen Gründe zurückzuführen ist wie an den Schichten *Ag–M*. Dabei können allerdings in der Vorstellung Schwierigkeiten entstehen. Es muß daran gedacht werden, daß die Photoelektronen, die an der Grenze von Silber und Zwischenschicht frei werden, dann der äußeren Beobachtung zugänglich würden. Damit kommen wir aber mit unseren Kenntnissen über die freie Weglänge der Photoelektronen in Widerspruch. Die Dicke der Zwischenschicht wird nämlich im Durchschnitt auf ~ 1000 Å geschätzt, während die freie Weglänge der Photoelektronen in der Zwischenschicht doch wesentlich kleiner ist. Auf der anderen Seite dürfte es Schwierigkeiten bereiten, das kurzwellige Maximum im Sinne von Gudden und Pohl als optisches Absorptionsspektrum einer anderen, an der Oberfläche adsorbierten, lichtelektrisch wirksamen Substanz zu deuten. Man könnte es höchstens als ein zweites Absorptionsmaximum des Alkalimetalls betrachten, und zwar aller der Alkaliatome, die an der Oberfläche nicht am Oxyd, sondern an einer nicht angebbaren Verbindung adsorbiert sind. Dann ist jedoch nicht einzusehen, warum die kurzwelligen Maxima für die einzelnen Alkalimetalle spektral nicht weiter auseinander liegen. Vielleicht ließe sich das kurzwellige Maximum noch in der Weise erklären, daß von der Stelle *a* ab die Elektronen mit dem zugehörigen Planckschen $h\nu$ wegen unelastischer Zusammenstöße nicht mehr die obersten Molekülagen der Schicht durchdringen und die Oberfläche verlassen können[1]). Diese Vermutung über die Entstehung eines Maximums hatte J. Franck[2]) im Rahmen der Deutung der nunmehr geklärten selektiven Photoeffekte an kolloidalen hydrierten Alkalimetalloberflächen geäußert. Es ist nicht unmöglich, daß diese Auffassung von Franck zur Erklärung der kurzwelligen Maxima an den Schichten *Ag–M_2O–M* herangezogen werden kann. Diese Erscheinung wäre dann unabhängig von dem jeweiligen Alkalioxyd *M_2O*. Vielleicht läßt sich auch die Deutung anwenden, die Pohl und Pringsheim[3]) für die Entstehung des selektiven Maximums an Kalzium ausgesprochen haben. Die Eindringtiefe des Lichtes nimmt bekanntlich an Silber von 400 mμ an nach 316 mμ stark zu. Das kommt in der Lichtreflexionskurve von Hagen und Rubens[4]) (Fig. 5, III) deutlich zum Ausdruck. Die Umkehr der Ausbeutekurven bei 410 mμ wäre dann so zu erklären, daß sich von hier ab die größere Eindringtiefe des Lichtes geltend macht und sich damit entsprechend mehr Photoelektronen der Beobachtung entziehen. Diese Erscheinung würde wiederum unabhängig von dem jeweiligen Alkalioxyd sein.

Eine Deutung aller aufgefundenen Maxima auf wellenmechanischer Grundlage muß vorläufig

1) Vgl. Farwig, Zeitschr. f. Phys. **21**, 38, 1923.
2) Vgl. Fr. Hund, Zeitschr. f. Phys. **13**, 241, 1923.
3) R. W. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges.
4) Hagen und Rubens, Ann. d. Phys. **8**, 1, 1902.

zurückgestellt werden. Die mit Hilfe der Campbell-Fowlerschen Theorie von Olpin[1]) hergeleitete Formel, die die Wellenlänge λ_s des Maximums des äußeren Photoeffekts in Beziehung zur Summe der Ionenradien d der kristallinen Zwischenschicht setzt:

$$\lambda_s = k \cdot d^2, \qquad (1)$$

ist für unsere Betrachtungen vorläufig nicht brauchbar. Zachariasen[2]) hat nachgewiesen, daß bei Verwendung der röntgenographisch einwandfrei gemessenen Werte der Gitterkonstanten für die Zwischenschicht die obige Formel (1) nicht mit den lichtelektrischen Messungen in Einklang steht. Die Größe k ist eine Konstante und hat den Wert $330\,Å^{-1}$. Die von Olpin vorgenommenen Vereinfachungen bei der Herleitung dieser Formel, insbesondere die Vernachlässigung der Ablösearbeit, dürften zu weitgehend gewesen sein. Wenn man außer der einen Verbindung M_2O noch eine zweite von ebenfalls kristalliner Beschaffenheit in der Zwischenschicht als vorhanden annähme, dann könnte man qualitativ mit dieser Formel an der Schicht Ag–M_2O–M für ein Alkalimetall das gleichzeitige Bestehen der zwei beobachteten selektiven Maxima erklären. Es ergeben sich aber sofort Widersprüche, wenn man berücksichtigt, daß die kurzwelligen Maxima für alle Alkalimetalle praktisch zusammenfallen.

Zusammenfassend kann für den vorliegenden Abschnitt gesagt werden, daß die langwelligen Maxima eine befriedigende Deutung erfahren konnten. Für die kurzwelligen Maxima sind zwar die Entstehungsbedingungen bekannt. Eine restlos zuverlässige Deutung steht jedoch noch aus.

9. Vergleich der untersuchten Schichten Ag–M_2O–M mit den hydrierten Alkalimetalloberflächen (M–MH–M).

Die spektralen Photoeffekte an den hydrierten Alkalimetallen sind in Fig. 6 schematisch zusammengestellt[3]). Die den selektiven Photoeffekt herbeiführende Bedingung ist in dem fein verteilten, auf dem Hydrid adsorbierten Alkalimetall zu suchen. Die Deutung entspricht der von Gudden und Pohl gegebenen. An jeder Schicht M–MH–M ist nur ein selektiver Photoeffekt gefunden worden.

Dieser Zusammenstellung sollen nun die an den Schichten Ag–M_2O–M gewonnenen Ergebnisse gegenübergestellt werden. Die langwelligen Maxima entsprechen dabei in den strukturellen Entstehungsbedingungen und hinsichtlich ihrer Deutung ganz den Maxima an den hydrierten Alkalioberflächen. Die Rotverschiebung muß auf die Gittereigenschaften der Alkalioxyde zurückgeführt werden. Die kurzwelligen

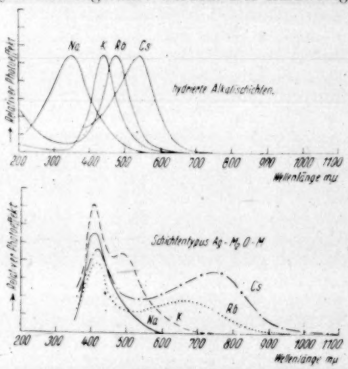

Fig. 6. Gegenüberstellung der Ausbeutekurven der Schichten Ag–M_2O–M und derjenigen an hydrierten Alkalischichten.

Maxima treten neu hinzu. An deren Entstehung wird das Trägermetall Ag maßgebend beteiligt sein. Nachstehend sind die Ergebnisse tabellarisch zusammengestellt. Für die untersuchten Schichten sind hier nicht die gemittelten, sondern die Streubereiche der Maxima angegeben.

Tabelle.

Schichtentypus	1. Maximum (kurzwellig) in mμ	2. Maximum (langwellig) in mμ	Relative rote Grenze in mμ	Entsprechende Austrittsarbeit in Volt
Ag–Na_2O–Na	410–420	nicht beobachtbar	~ 680	~ 1,85
Ag–K_2O–K	400–420	460–520	~ 800	~ 1,55
Ag–Rb_2O–Rb	400–420	620–680	~ 1000	~ 1,2
Ag–Cs_2O–Cs	410–430	730–800	~ 1200	~ 1,0
Na (hydr.)	—	~ 350	~ 550	~ 2,2
K (hydr.)	—	430–440	~ 600	~ 2,05
Rb (hydr.)	—	~ 480	~ 620	~ 2,0
Cs[1])	—	~ 540	~ 700	~ 1,75

10. Zusammenfassung.

1. Es werden die bekannten Verfahren zur Herbeiführung eines selektiven Photoeffekts an den Alkalimetallen unter einem ordnenden Prinzip zusammengefaßt.

1) Versuche an hydriertem Zäsium sind noch nicht ausgeführt worden. Man kann aber aus dem Verhalten der übrigen Alkalimetalle gegenüber Wasserstoff schließen, daß das selektive Maximum dann bei ~ 540 mμ liegt (vgl. E. F. Seiler, Astrophys. Journ. **52**, 129, 1920).

1) A. R. Olpin, Phys. Rev. **38**, 1745, 1931.
2) W. H. Zachariasen, Phys. Rev. **38**, 12, 2290, 1931.
3) Vgl. B. Gudden, Lichtelektr. Erscheinungen, J. Springer, Berlin 1928, S. 90.

2. Der Schichtentypus $Ag–M_2O–M$ wird herausgegriffen und unter Variation des Alkalimetalls M für Na, K, Rb und Cs von der Wellenlänge 360 mμ ab bis zur relativen roten Grenze auf seine spektrale Ausbeute hin untersucht.
3. Es werden immer zwei Ausbeutemaxima gefunden, ein kurzwelliges und ein langwelliges. Die spektrale Lage des kurzwelligen Maximums ist praktisch konstant (~410 mμ) und unabhängig von dem in dem Schichtentypus $Ag–M_2O–M$ befindlichen Alkalimetall M.
4. Die langwelligen Maxima reihen sich im Sinne steigenden Atomgewichts nach langen Wellen zu auf. Ihre Mittelwerte liegen für K, Rb und Cs bei 500, 650 resp. 760 mμ. An Na konnte kein langwelliges Maximum gefunden werden, da es möglicherweise von dem kurzwelligen überdeckt wird.
5. Für die aufgefundenen Maxima werden die Streubereiche eingehend untersucht. Sie vermögen die Gesetzmäßigkeit in der Anordnung der Maxima nicht zu verwischen.
6. Die langwelligen Maxima erfahren die Deutung, die Gudden und Pohl 1925 allgemein für den selektiven Photoeffekt an den damals bekannten Oberflächen der Alkalimetalle formuliert haben.
7. Für die Deutung der kurzwelligen Maxima werden versuchsweise dieselben Vorschläge herangezogen, die Ives aus Messungen an unsichtbaren Alkalischichten auf Silberspiegeln abgeleitet hat. Im Rahmen dieser Frage werden noch Schichten vom Typus $Ag–M$ untersucht und die experimentellen Ergebnisse von Ives bestätigt gefunden. Eine völlig befriedigende Deutung der kurzwelligen Maxima steht noch aus.
8. Die an den Schichten $Ag–M_2–OM$ gewonnenen Ergebnisse werden systematisch zusammengestellt und mit den länger bekannten Ergebnissen an den hydrierten Alkalimetallen verglichen.

(Eingegangen 23. November 1932.)

Resonanzmethode für die Messung der Gravitationskonstante mittels der Drehwaage.

Von Josef Zahradníček.

In der physikalischen Praxis wird die Gravitationskonstante gewöhnlich mittels der Drehwaage gemessen[1]) und zwar mittels der statischen Methode — Cavendishs Versuch.

1) Eine Übersicht über die verschiedenen Methoden zur Messung der Gravitationskonstante findet man in der „Enc. der math. Wiss." V 1, S. 28 Leipzig 1903 in dem Artikel „Gravitation" von J. Zenneck.

Resonanzmethode.

In einer Mitteilung[1]) schlug J. Kunz eine Resonanzmethode für die Bestimmung der Gravitationskonstante mittels einer Drehwaage vor. Im folgenden beschreibe ich einen etwas allgemeineren Fall mit der zugehörigen Versuchsanordnung und einigen Messungen[2]).

Es wurden zwei Drehwaagen von der (halben) Periode 1—5 Minuten benützt: die eine wurde aus einem leichten Waagebalken — Aluminiumdraht von 30—40 cm Länge und 3 mm Durchmesser — mit ziemlich leichten Bleikugeln an den Enden — $m_1 = 10$ g — und mit einem feinen Aufhängefaden — Platin-Iridium von 0,02 bis 0,05 mm Durchmesser und 25—35 cm Länge — zusammengestellt; die andere Drehwaage bestand aus einem dreiteiligen aus Messingröhren — 1,8 und 1,3 cm im Durchmesser — zusammengelegten Waagebalken, der die Form Π hat. Der horizontale Teil des Waagebalkens hat die Länge von 60 cm, die vertikalen Teile, an denen zwei schwere Bleikugeln $m_2 = 5$ oder 10 kg aufgehängt sind, haben die Länge von 55 cm. Der Waagebalken ist mittels eines Stahldrahtes von 0,3 bzw. 0,5 mm im Durchmesser und etwa 50 cm bis 2 m Länge auf einem Eisenstabe aufgehängt, der

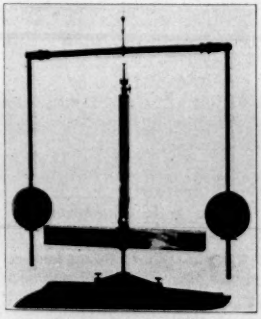

Fig. 1.

1) Phys. Zeitschr. **31**, S. 764, 1930; **32**, S. 149, 1931. An dieser Stelle muß ich bemerken, daß Prof. B. Hostinský schon im Jahre 1928 mir einen Vorschlag über die erzwungenen Schwingungen bei den Gravimetern machte; damals dachte ich aber an die „Resonanzversuche" von T. Wulf — Phys. Zeitschr. **23**, S. 154, 1922 — und erst später kam ich zur Lösung dieser Frage, nachdem die oben genannte Mitteilung von J. Kunz in der Phys. Zeitschr. erschienen war.

2) Vergl. auch die Mitteilung des Verfassers „Messung der Gravitationskonstante mittels der Drehwaage" (tschechisch mit französischer Zusammenfassung), Schriften der Naturwissenschaftl. Fakultät der Masaryk-Universität Nr. 153, Brünn 1932.

in die Mauer horizontal eingesetzt ist, während die kleine Drehwaage auf einer Konsole steht. Auf diese Weise können die Drehachsen beider Waagen in eine vertikale Linie gebracht werden und die Drehwaagen selbst sind dabei vollkommen voneinander unabhängig. Mittels des Torsionskopfes justiert man die beiden Drehwaagen so, daß ihre Ruhelagen in eine gemeinsame Vertikalebene fallen. Die beiden Drehwaagen führen um die gemeinsame Drehachse und gemeinsame Ruhelage, allgemein in verschiedenen Horizontalebenen, harmonische Schwingungen aus, und zwar die mit den großen Kugeln fast ungedämpft, die mit den kleinen gedämpft (Fig. 1).

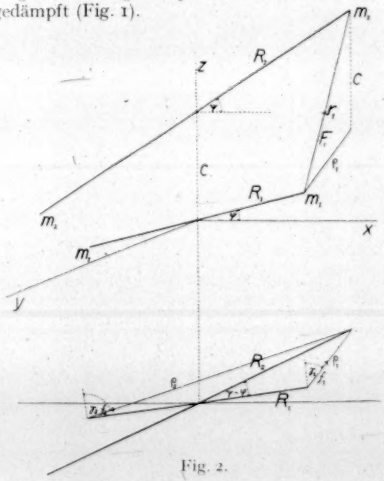

Fig. 2.

Die Koordinaten der Massenpunkte der Drehwaagen seien zu einer bestimmten Zeit (Fig. 2).

$$m_1 (x_1 = \pm R_1 \cos\varphi\,, \quad y_1 = \pm R_1 \sin\varphi\,, \quad z_1 = 0)\,,$$
$$m_2 (x_2 = \pm R_2 \cos\psi\,, \quad y_2 = \pm R_2 \sin\psi\,, \quad z_2 = c)\,,$$

wo φ, ψ die Winkel sind, welche die Waagebalken mit der Gleichgewichtslage bilden. Die Anziehungskräfte zwischen den Kugeln m_1, m_2 sind.

$$F_1 = G\,\frac{m_1 m_2}{r_1^2}\,, \quad F_2 = G\,\frac{m_1 m_2}{r_2^2}\,, \tag{1}$$

wo

$$r_{1,2}^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2\,,$$

oder

$$r_{1,2}^2 = R_1^2 + R_2^2 \mp 2 R_1 R_2 \cos(\psi - \varphi) + c^2\,. \tag{2}$$

Die Komponenten der Anziehungskräfte in der Horizontalebene sind

$$f_1 = F_1 \cdot \frac{\varrho_1}{r_1}\,, \quad f_2 = F_2\,\frac{\varrho_2}{r_2}\,,$$

wo

$$\varrho_{1.2}^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2\,.$$

Das die beiden kleinen Kugeln angreifende Kraftmoment ist

$$N_t = f_t \cdot 2R_1\,,$$

wo

$$f_t = f_1 \cos\gamma_1 - f_2 \cos\gamma_2\,.$$

Für die Winkel γ_1, γ_2 gelten dabei die Beziehungen

$$\frac{\varrho_1}{R_2} = \frac{\sin(\psi - \varphi)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} + \gamma_1\right)}\,, \quad \frac{\varrho_2}{R_2} = \frac{\sin(\psi - \varphi)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \gamma_2\right)}\,.$$

Es ist also

$$N_t = 2R_1 R_2 \left(\frac{F_1}{r_1} - \frac{F_2}{r_2}\right) \sin(\psi - \varphi) \tag{3}$$

und wenn φ und ψ hinreichend klein sind

$$N_t = 2R_1 R_2 G m_1 m_2 (\psi - \varphi)\,\Delta\,, \tag{3a}$$

wo

$$\Delta = \frac{1}{[(R_1 - R_2)^2 + c^2]^{3/2}} - \frac{1}{[(R_1 + R_2)^2 + c^2]^{3/2}}\,. \tag{4}$$

Die Differentialgleichung der eigenen Schwingungen der kleinen Kugeln ist

$$K\,\frac{d^2\varphi}{dt^2} + P\,\frac{d\varphi}{dt} + D\varphi = 0\,,$$

wo das Dämpfungsverhältnis k, das logarithmische Dekrement lognat k und die Eigenperiode T_1 durch die Beziehungen

$$\delta \cdot T_1 = \text{lgnat}\, k\,, \quad \delta = \frac{P}{2K}\,,$$

$$\omega_1^2 = \left(\frac{\pi}{T_1}\right)^2 = \frac{D}{K} - \left(\frac{P}{2K}\right)^2 = \omega_0^2 - \delta^2$$

bestimmt sind.

Wenn die äußere Kraft f_t im vorigen Falle angreift, so ist die Differentialgleichung der erzwungenen Schwingungen der kleinen Kugeln

$$K\,\frac{d^2\varphi}{dt^2} + P\,\frac{d\varphi}{dt} + \bar{D}\varphi = E\psi\,, \tag{5}$$

wo

$$\bar{D} = D + E\,, \quad E = 2R_1 R_2 G m_1 m_2 \Delta\,. \tag{6}$$

Wenn ψ_0 die Amplitude, ω_2 die Frequenz der ungedämpften Schwingungen der Drehwaage mit großen Kugeln bedeuten, dann kann die vorige Differentialgleichung in der Form

$$K\,\frac{d^2\varphi}{dt^2} + P\,\frac{d\varphi}{dt} + \bar{D}\varphi = E\psi_0 \cos\omega_2 t \tag{5'}$$

geschrieben werden. Im stationären Zustande ist die erzwungene Schwingung

$$\varphi = \varphi_0 \cos(\omega_2 t - \varepsilon)\,, \tag{7}$$

wobei die Amplitude

$$\varphi_0 = \frac{E\psi_0}{K\sqrt{(2\delta\omega_2)^2 + (\omega_0^2 - \omega_2^2)^2}} \tag{8}$$

und die Phasendifferenz

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{2\delta\omega_2}{\omega_0^2 - \omega_2^2}.$$

Im Falle der Resonanz

$$\omega_2 = \omega_1, \quad \omega_1^2 = \omega_0^2 - \delta^2, \quad \omega_0^2 = \frac{D}{K} \tag{9}$$

erhalten[1]) wir die Beziehung

$$\varphi_0 = \frac{E\psi_0}{K\delta\sqrt{4\omega_2^2 + \delta^2}}; \tag{10}$$

dabei ist der Wert des Kopplungskoeffizienten E nach dem früheren (6)

$$E = 2R_1R_2Gm_1m_2A. \tag{11}$$

Aus diesen Beziehungen kann der Wert der Gravitationskonstante G berechnet werden. Die Korrektion auf den Waagebalken wird weiter angeführt werden.

Dynamische Methode.

In der Formel (3) sind auch die besonderen Fälle enthalten, in denen der Winkel ψ konstant bleibt und zwar entweder $\psi = 0$, oder $\psi = \pi/2$. Es ist dann

$$N_t = \mp 2R_1R_2\left(\frac{F_1}{r_1} - \frac{F_2}{r_2}\right)\begin{matrix}\sin\varphi \\ \cos\varphi\end{matrix}; \tag{12}$$

dabei ist

$$r_{1,2}^2 = R_1^2 + R_2^2 + c^2 \mp 2R_1R_2 \cdot \begin{matrix}\cos\varphi \\ \sin\varphi\end{matrix}.$$

Wenn der Winkel φ hinreichend klein bleibt, dann ist

$$N_1 = -2R_1R_2Gm_1m_2\left|\frac{1}{[(R_1 - R_2)^2 + c^2]^{3/2}}\right. - \left.\frac{1}{[(R_1 + R_2)^2 + c^2]^{3/2}}\right|\varphi = -E_1\varphi, \tag{13}$$

und

$$N_2 = 12\,\frac{R_1^2R_2^2Gm_1m_2\varphi}{[R_1^2 + R_2^2 + c^2]^{5/2}} = E_2\varphi. \tag{14}$$

Wenn die Drehwaage einmal in dem axialen Felde der Massen m_2, m_2 schwingt, so daß das Azimut $\psi = 0$ ist, das anderemal unter dem Azimute $\psi = \pi/2$ schwingt — das äquatoreale Feld —, dann sind die Gleichungen für die Quadrate der zugehörigen Frequenzen

$$\omega_1^2 = \frac{D + E_1}{K} - \left(\frac{P}{2K}\right)^2, \quad \omega_2^2 = \frac{D - E_2}{K} - \left(\frac{P}{2K}\right)^2;$$

daraus folgt

$$\omega_1^2 - \omega_2^2 = \frac{E_1 + E_2}{K}. \tag{15}$$

Aus dieser Beziehung kann die Gravitationskonstante berechnet werden.

Diese Methode kann mit derjenigen, welche R. Eötvös in seiner Abhandlung anführt, verglichen werden. Eötvös[1]) verwendete bei seinen Messungen zwei Bleisäulen von den Dimensionen $30 \times 30 \times 60$ cm^3, zwischen denen sich eine Drehwaage entweder axial oder äquatoreal in Schwingungen befand ($T_a = 641$ sec., $T_e = 860$ sec.). Unser Fall zweier Kugeln läßt sich rechnerisch einfacher ausdrücken, als der Fall zweier Bleisäulen.

Je größer die Masse der Kugeln ist und je näher dieselben an den Waagearm kommen d. i. je größer die Intensität des Newtonschen Feldes ist, in welchem die Drehwaage in zwei Hauptlagen schwingt, desto größer ist die Diferenz der zugehörigen Perioden T_a, T_e.

Es kann noch auf eine andere Weise verfahren werden: Wenn anfangs die Drehwaage nur in dem Erdfelde schwingt — ω_0, T_0 —, dann in dem axialen Felde der Massen m_2, welche sich in dem Abstande $R_{2,1}$ von der Drehachse befinden — ω_1, T_1 —, dann in dem axialen Felde derselben Massen, welche in eine andere Entfernung derselben horizontalen Ebene gebracht werden — $R_{2,2}$, ω_2, T_2 —, dann gilt für die Frequenzen, wenn die Dämpfung konstant bleibt,

$$\omega_0^2 = \frac{D}{K} - \delta^2, \quad \omega_1^2 = \frac{D + E_{11}}{K} - \delta^2,$$

$$\omega_2^2 = \frac{D + E_{12}}{K} - \delta^2, \quad \delta = \frac{P}{2K}.$$

Daraus folgen die Beziehungen

$$\omega_1^2 - \omega_0^2 = \frac{E_{11}}{K}, \quad \omega_2^2 - \omega_0^2 = \frac{E_{12}}{K} \tag{16}$$

und weiter

$$\frac{\omega_1^2 - \omega_0^2}{\omega_2^2 - \omega_0^2} = \frac{E_{11}}{E_{12}}. \tag{17}$$

Dabei wird E_{11}, E_{12} im Falle $c = 0$ nach (13) bestimmt.

Diese Beziehungen können entweder (16) zur Berechnung der Gravitationskonstante, oder (17) zur Rechtfertigung des Newtonschen Gravitationsgesetzes dienen. Eine der letzten ähnliche Formel für die Frequenzen wird bekanntlich für die Frequenzen einer in verschiedenen Kraftfeldern schwingenden Magnetnadel abgeleitet.

Bemerkung: Wenn der Winkel ψ einen anderen konstanten Wert hat und zwar

$$0 < \psi < \frac{\pi}{2},$$

1) ω_0 bedeutet die ungedämpfte Frequenz der kleinen Drehwaage in dem Falle, wenn sich dieselbe im Kraftfelde der großen Drehwaage — $\psi_1 = 0$ — befindet. Dasselbe gilt auch für die Frequenz ω_2, obzwar die Anwesenheit der kleinen Massen m_1 auf die Frequenz ω_2 keinen Einfluß hat (W. Kossel, Phys. Zeitschr. **32**, S. 172, 1931; Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **37**, S. 139, 1931).

1) R. Eötvös, Wied. Ann. **59**, S. 385, 1896.

dann schwingt die sekundäre Drehwaage um eine neue Gleichgewichtslage; aus der Ablenkung der Drehwaage aus der ursprünglichen Nullage und aus der Periode der Drehwaage kann auf den Wert und die Richtung der Feldstärke der großen Massen, oder auf den Wert der Gravitationskonstante geschlossen werden — statische und dynamische Methode —. Bei der statischen Methode wählt man gewöhnlich $c = 0$, $R_2 = \sqrt{R_1^2 + r^2} = R$; dann ist das die sekundäre Drehwaage angreifende Kraftmoment

$$N = \frac{2 G m_1 m_2 R}{r^2} \left| 1 - \left(\frac{r}{\sqrt{r^2 + 4R^2}} \right)^3 + \frac{\mu}{m_1} \left[\frac{r}{\sqrt{r^2 + 4R^2}} + \frac{r^3}{2R^2 \sqrt{r^2 + 4R^2}} - \frac{r^2}{2R^2} \right] \right|,$$

wo r den Abstand m_1, m_2 nach der entstandenen Ablenkung bedeutet.

Korrektion auf den Waagebalken.

In den vorigen Formeln, bei der Resonanz-, wie auch bei der dynamischen Methode wurde die Kraftwirkung zwischen den Massen m_2 und dem Waagebalken der sekundären Drehwaage μ nicht berücksichtigt. Von vornherein kann man also in diesen Fällen genaue Ergebnisse für die Gravitationskonstante nicht erwarten[1]). Wenn wir die Wirkung der Masse m_2 auf μ berücksichtigen, dann müssen wir zu dem Drehmomente N_t noch das Glied

$$\left. \begin{aligned} N_A = &\int_0^{R_1} \frac{G m_2 d m}{\varrho_1'^2} \cdot \frac{\varrho_1}{\varrho_1'} \cos \eta_1 \cdot 2x \\ &- \int_0^{R_1} \frac{G m_2 d m}{\varrho_2'^2} \cdot \frac{\varrho_2}{\varrho_2'} \cos \eta_2 \cdot 2x \end{aligned} \right| \quad (18)$$

hinzufügen; dabei bedeutet

$$d m = q s d x$$

das Massenelement des Waagebalkens, ϱ_1', ϱ_2' die Entfernungen des Elementes $d m$ von den Massen

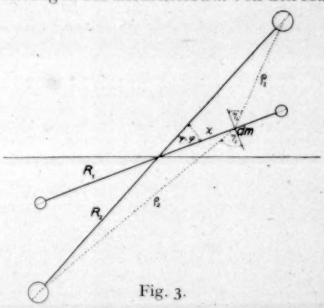

Fig. 3.

m_2, ϱ_1, ϱ_2 die Projektionen dieser Entfernungen in der Horizontalebene. Es gelten folgende Beziehungen (Fig. 3)

$$\varrho_{1,2}'^2 = \varrho_{1,2}^2 + c^2 = R_2^2 + x^2 \pm 2 R_2 x \cos(\psi - \varphi) + c^2, \quad \varrho_1 \cos \eta_1 = R_2 \sin(\psi - \varphi) = \varrho_2 \cos \eta_2. \quad (19)$$

Wenn die Winkeldifferenz $\psi - \varphi$ unendlich klein bleibt, dann ist das Korrektionsglied des Drehmomentes

$$E_A(\psi - \varphi) \equiv G m_2 \mu \frac{R_2}{R_1} \left| \frac{1}{\sqrt{(R_2 + R_1)^2 + c^2}} \left[1 + \frac{R_2 (R_2 + R_1)}{c^2} \right] - \frac{1}{\sqrt{(R_2 - R_1)^2 + c^2}} \left[1 + \frac{R_2 (R_2 - R_1)}{c^2} \right] \right| (\psi - \varphi). \quad (20)$$

Bei der Resonanzmethode muß also das Glied E um E_A vergrößert werden. Bei der dynamischen Methode in der ersten Hauptlage ($\psi = 0$) ist bei kleinem φ das Korrektionsglied

$$- E_{A_1} \cdot \varphi, \quad E_{A_1} \equiv E_A,$$

in der zweiten Hauptlage ($\psi = \pi/2$) ist das Korrektionsglied

$$E_{A_2} = \frac{2 G m_2 \mu R_1^2 R_2^2}{(R_2^2 + c^2)(R_1^2 + R_2^2 + c^2)^{3/2}}. \quad (21)$$

Wenn die Kugeln m_2 in der Schwingungsebene des Waagebalkens sich befinden ($c = 0$), dann ist das Korrektionsglied im ersten Falle

$$2 R_1 R_2 G m_2 \mu \frac{R_1}{(R_2^2 - R_1^2)^2} \varphi,$$

im zweiten Falle

$$\frac{2 G m_2 \mu R_1^2}{(R_1^2 + R_2^2)^{3/2}} \varphi.$$

In der axialen Lage läßt sich der Spezialfall für $c = 0$ aus der allgemeinen Formel (20) nicht

1) Vergleiche auch die Oszillationsmethode bei C. Braun, Denkschrift der Wiener Akad. **64**, S. 204, 1897. Es wurden dort ebenfalls Kugeln angewendet, die Rechnung wurde aber auf eine andere Art ausgeführt. Eötvös hatte in dieser Richtung keine endgültigen Resultate veröffentlicht.

ableiten; das hängt mit den Werten des Integrals

$$\int \frac{dx}{(x^2+a)^{3/2}} \quad \begin{cases} \dfrac{x}{a\sqrt{x^2+a}} + C_1 & \text{für } a \neq 0, \\ -\dfrac{1}{2x^2} + C_2 & \text{für } a = 0. \end{cases}$$

zusammen.

Messungen.

Wir geben hier einige von den mittels der dynamischen Methode ausgeführten Messungen an. Die Konstanten der benützten Drehwaage waren folgende:

m_1 = 5,550 g die Masse je einer der kleinen Kugeln,
l = 15,35 cm die Länge des Waagebalkens,
$2R_1$ = 14,36 cm der Abstand der Mittelpunkte der kleinen Kugeln m_1,
2ϱ = 0,140 cm der Durchmesser des Waagebalkens,
μ = 0,736 g die Masse des Waagebalkens,
m_2 = 11,350 g die Masse der großen Kugeln,
K = 587,0 abs. Einh. das Trägheitsmoment des schwingenden Systems.

Die Messungen in der axialen und äquatorealen Lage sind in den folgenden Tabellen enthalten; dabei bedeutet k das Dämpfungsverhältnis, T, T_0 die — halbe — Periode mit bzw. ohne Dämpfung.

Tabelle I.
Axiale Lage.

R_2 cm	k	T sec	T_0 sec
14,31	1,274	480,0	479,4
14,81	1,280	483,8	482,3
15,31	1,280	487,2	485,7
∞	1,292	504,3	502,6

Tabelle II.
Äquatoreale Lage.

R_2 cm	k	T sec	T_0 sec
14,31	1,299	508,9	507,1
14,81	1,296	508,3	506,6
15,31	1,302	508,5	506,7

Aus der axialen und äquatorealen Lage folgen für die Gravitationskonstante $G \cdot 10^8$ abs. E. etwas zu kleine Werte

6,29, 6,35, 6,30.

Aus der axialen Lage folgen dann die Werte[1])

6,53, 6,71, 6,55.

1) Als der wahrscheinlichste Wert wird heute $G = (6{,}67 \pm 0{,}02)\ 10^{-8}$ abs. Einh. angenommen. H. Geiger und K. Scheel, Handbuch der Physik II, S. 420, Berlin 1926.

Der Fehler dieser Messungen[1]) liegt wahrscheinlich darin, daß die Entfernungen der Massen m_1, m_2 im Vergleich zu ihren Dimensionen zu klein sind und daß das Dämpfungsverhältnis der benutzten Drehwaage zu groß war; aus dem letztgenannten Grunde konnte die Periode nicht mit der gewünschten Genauigkeit bestimmt werden.

Messungen mittels der Resonanzmethode.

Von den Messungen mittels der Resonanzmethode betrifft, gebe ich einige Autogramme der beiden Drehwaagen wieder (Fig. 4); dabei bedeuten

a) die fast ungedämpften Schwingungen der primären Drehwaage,
b) die gedämpften Schwingungen der sekundären Drehwaage im Gravitationsfelde der gebremsten primären Drehwaage,
c—e) die erzwungenen Schwingungen der sekundären Drehwaage, und zwar bei verschiedenen Kopplungen, aber bei unveränderten Perioden.

Der Gang der Drehwaagen wurde dabei in bekannter Weise auf einem Streifen Bromsilberpapier, der um eine Trommel gezogen ist, autographisch registriert. Von einem feinen Spalt, der

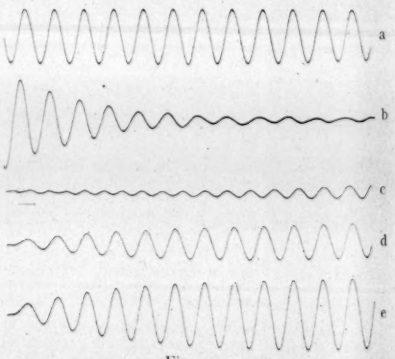

Fig. 4.

von dem Faden einer 100kerzigen Glühlampe beleuchtet ist, wird das Licht durch eine Linse auf den Apparatspiegel und davon auf den autographischen Zylinder geworfen, der sich in einem Holzkasten — 30 cm × 17 cm × 16 cm — befindet. In diese Trommelkammer kommen die Strahlen durch einen horizontal und mit der Zylinderachse parallel liegenden Spalt 10 cm × 0,5 cm. Parallel mit diesem Spalt ist in der Kammer eng vor

1) Die vorigen Messungen wurden in unserem Institut von Herrn D. Koneèný ausgeführt.

dem autographischen Zylinder eine Blechtafel mit einem Spalt 10 cm × 0,3 mm befestigt. Die Trommelkammer ist so gestellt, daß die Zylinderachse zu der Richtung des einfallenden Strahles senkrecht steht. Die Dimensionen des autographischen Zylinders sind: $2r = 9{,}3$ cm, $l = 9{,}0$ cm, die Zeit einer Umdrehung beträgt 104 Minuten. Es wurden aber auch Zylinder von anderen Perioden benützt, um den Gang der Drehwaagen gut kennenzulernen.

Die Konstanten unserer Drehwaagen waren folgende:

Die primäre Drehwaage:

$m_2 = 11348$ g die Masse je einer der großen Bleikugeln vom Durchmesser 12,38 cm,

$R_2 = 29{,}48$ cm die Entfernung des Schwerpunktes der Massen m_2 von der gemeinsamen Drehachse der Waagen,

$c_1 = 10{,}10$ cm, $c_2 = 8{,}10$ cm, $c_3 = 6{,}10$ cm . . . . die Entfernungen der Massenmittelpunkte m_2 von der horizontalen Ebene der Massen m_1 der sekundären Drehwaage,

$L_p = 175{,}5$ cm die Länge des Aufhängedrahtes — Stahldraht 0,5 mm Durchmesser,

$A_p = 82{,}70$ cm der Abstand Spiegel–Skala.

Die Dimensionen des Schutzkastens (aus Holz) 100 cm × 62 cm × 116 cm.

Die sekundäre Drehwaage:

$m_1 = 9{,}421$ g die Masse je eines der Kugelgewichte,

$R_1 = 20{,}31$ cm der Abstand der Massen m_1 von der Drehachse,

$2l = 41{,}82$ cm die Länge des Waagebalkens — eine Glasröhre vom Durchmesser,

$2\varrho = 0{,}278$ cm und der Masse $\mu = 5{,}058$ g,

$K = 8{,}468 \cdot 10^3$ gcm² das Trägheitsmoment des schwingenden Systems,

$L_s = 7{,}62$ cm die Länge des Aufhängedrahtes (Platin-Iridium vom Durchmesser 0,018 mm),

$A_s = 107{,}9$ cm der Abstand Spiegel–Skala.

Die Dimensionen des Schutzkastens (Messingrohr) 42 cm × 4 cm × 4 cm (Physik. Zeitschr. **32**, 630, 1931).

Bei der Resonanzmethode haben wir nur den Fall angedeutet, wann die sekundäre Schwingung gedämpft, die primäre ungedämpft ist. Wir geben jetzt noch die Lösung an, wenn die beiden Schwingungen gedämpft sind, die Dämpfung der primären Drehwaage aber gegen die Dämpfung der sekundären klein bleibt.

In diesem Falle ist die Bewegungsgleichung der erzwungenen Schwingungen

$$K\frac{d^2\varphi}{dt^2} + P\frac{d\varphi}{dt} + D\varphi = N_t,$$

wobei

$$N_t = E(\psi - \varphi), \quad \psi = \psi_0 e^{-\vartheta t}\cos\omega_2 t; \quad (22)$$

E hat den oben angegebenen, um E_A vergrößerten Wert. Das Integral der oberen Differentialgleichung ist

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{-\vartheta t}\cos(\omega_2 t - \varepsilon) + \Phi_0 e^{-\delta t}\cos\omega_1 t, \quad (23)$$

wo das zweite Glied die Lösung der homogenen Gleichung bedeutet. Zwischen den Konstanten gelten folgende Beziehungen[1]):

$$\left.\begin{aligned} \varphi_0^2\{[\omega_1^2 - \omega_2^2 + (\delta - \vartheta)^2]^2 \\ + 4\omega_2^2(\delta - \vartheta)^2\} = \frac{E^2}{K^2}\psi_0^2, \\ \operatorname{tg}\varepsilon = \frac{2\omega_2(\delta - \vartheta)}{\omega_1^2 - \omega_2^2 + (\delta - \vartheta)^2}. \end{aligned}\right| \quad (24)$$

Für den Resonanzfall $\omega_1 = \omega_2$ und im Falle $\vartheta \ll \delta$ folgen daraus die oben angegebenen Formeln (8, 10).

Wie schon oben bemerkt wurde, bedeutet ω_1 die gedämpfte Frequenz, welche dem ersten System zukommt, wenn das zweite System festgebremst wird[2]).

Es sei ausdrücklich bemerkt, daß es ziemlich schwer ist, den Resonanzfall der beiden Drehwaagen $T_1 = T_2$ zu erreichen, daß dies aber auch nicht notwendig ist; es genügt nur eine Annäherung. In diesem Falle benützen wir die allgemeine Formel (24), wo nach (11) und (20) der Kopplungskoeffizient E folgenden Wert hat:

$$\left.\begin{aligned} E = 2R_1R_2Gm_1m_2\,l + Gm_2\mu\frac{R_2}{R_1}N', \\ l = \frac{1}{[(R_1 - R_2)^2 + c^2]^{3/2}} - \frac{1}{[(R_1 + R_2)^2 + c^2]^{3/2}}, \\ N' = \frac{1}{\sqrt{(R_2 + R_1)^2 + c^2}}\left[1 + \frac{R_2(R_2 + R_1)}{c^2}\right] - \frac{1}{\sqrt{(R_2 - R_1)^2 + c^2}}\left[1 + \frac{R_2(R_2 - R_1)}{c^2}\right]. \end{aligned}\right| \quad (25)$$

Die Korrektion mit Rücksicht auf den Waagebalken μ beträgt in unserem Falle 20%!

Es ist notwendig eine Bemerkung über die Bestimmung des Verhältnisses $\frac{\psi_0}{\varphi_0}$ hinzuzufügen. Bei den schwingenden Drehwaagen lesen wir die Umkehrpunkte ab, d. s. Maxima und Minima der Kurven

$$\psi = \psi_0 e^{-\vartheta t}\cos\omega_2 t, \quad \varphi = \varphi_0 e^{-\vartheta t}\cos(\omega_2 t - \varepsilon).$$

Die zeitliche Verteilung dieser Größen ist durch die Bedingungen

$$\frac{d\psi}{dt} = 0, \qquad \frac{d\varphi}{dt} = 0$$

gegeben. Für die zugehörigen Zeiten folgt daraus

$$k\pi - \omega_2 t = \operatorname{arctg}\frac{\vartheta}{\omega_2}, \quad j\pi - (\omega_2 t - \varepsilon) = \operatorname{arctg}\frac{\vartheta}{\omega_2}.$$

1) Das Vorzeichen von $\operatorname{tg}\varepsilon$ ist nur vom Vorzeichen der Differenz $\omega_1^2 - \omega_2^2$ abhängig, weil nach unserer anfänglichen Voraussetzung $\delta > \vartheta$ ist.

2) W. Kossel, loc. cit.

Den ersten Gliedern dieser Reihen ($k = 0$, $j = 0$) gehören die Zeiten

$$t_p = \frac{1}{\omega_2}\left(\pi - \operatorname{arctg}\frac{\vartheta}{\omega_2}\right), \quad t_s = \frac{1}{\omega_2}\left(\pi + \varepsilon - \operatorname{arctg}\frac{\vartheta}{\omega_2}\right)$$

an; die weiteren Glieder folgen nacheinander immer nach der halben Periode T_2. Die zugehörigen Ablenkungen aus der Gleichgewichtslage sind

$$\psi_0 e^{-\vartheta t_p}\cos\omega_2 t_p, \quad \psi_0 e^{-\vartheta(t_p+T_2)}\cos\omega_2 t_p, \ \ldots$$
$$\varphi_0 e^{-\vartheta t_s}\cos(\omega_2 t_s - \varepsilon), \quad \varphi_0 e^{-\vartheta(t_s+T_2)}\cos(\omega_2 t - \varepsilon).\ldots$$

Das Verhältnis dieser Reihen bei gleicher Gliederanzahl ist

$$\frac{S_p}{S_s} = \frac{\psi_0}{\varphi_0} e^{\frac{\vartheta\varepsilon}{\omega_2}}, \qquad \frac{\vartheta}{\omega_2} = \frac{1}{\pi}\lg\text{nat}\, k_2. \quad (26)$$

Wir nehmen dabei die Summen S von $2k$ Gliedern, d. i. von $2k$ nacheinander folgenden Ablenkungen aus der Gleichgewichtslage, oder k Amplituden — Differenzen von nacheinander folgenden Umkehrpunkten.

Somit ist das Amplitudenverhältnis $\frac{\varphi_0}{\psi_0}$ im Winkelmaß bestimmt. Die Ablenkungen aus der Gleichgewichtslage S beziehen sich aber auf die auf den Skalen abgelesenen Bogen, es muß also noch das Verhältnis der Skalenabstände von den zugehörigen Spiegeln A_p, A_s hinzugefügt werden. Es ist dann

$$\frac{\varphi_0}{\psi_0} = \frac{S_s}{S_p}\cdot\frac{A_p}{A_s}e^{-\frac{\vartheta\varepsilon}{\omega_2}}. \quad (27)$$

Aus den Gleichungen (24), (25), (27) wird die Gravitationskonstante berechnet.

Obzwar systematische Messungen der Gravitationskonstante mittels der Resonanzmethode in unserem Institut noch im Gange sind, teile ich da doch schon jetzt einige von den vorläufigen Meßergebnissen mit, um zu zeigen, daß die beschriebene Resonanzmethode für die Messung der Gravitationskonstante wohl geeignet ist, und zwar besonders in demjenigen Falle, wenn die primäre Drehwaage die möglichst kleinste Dämpfung hat.

In der Tabelle III sind die gemessenen Perioden und Dämpfungsverhältnisse der primären und sekundären Drehwaage sowie auch die zugehörigen Abstände c der Schwingungsebenen der beiden Drehwaagen enthalten[1]).

Tabelle III.

c cm	Primäre Drehwaage T_2 min	sec	$\vartheta \cdot 10^5$ sec^{-1}	Sekundäre Drehwaage T_1 min	sec	$\delta \cdot 10^4$ sec^{-1}	$G \cdot 10^8$ abs. E.
4,10	4	1,53	$1{,}153_5$	3	57.9	$5{,}691_9$	$6{,}70_9$
6,10	4	1,53	$1{,}153_5$	3	57.9	$5{,}691_9$	$6{,}69_1$
8,10	4	2,43	$1{,}149_2$	3	58,5	$5{,}677_7$	$6{,}85_9$
10,10	4	4,66	$1{,}138_8$	3	58.8	$5{,}677_7$	$6{,}58_3$

1) Frl. A. Mášek sei auch an dieser Stelle für wertvolle Mithilfe bei der Ausführung dieser Messungen herzlichst gedankt.

Die folgende Tabelle IV enthält Ergebnisse einer Meßreihe von 11 Ablenkungen der primären und sekundären Drehwaage im Falle $c = 8{,}10$ cm und die daraus folgenden Summen S_p, S_s von fünf aufeinanderfolgenden Ablenkungen.

Tabelle IV.

Maximale Ablenkungen der primären Drehwaage cm	der sekundären Drehwaage cm	Summen $(S_p)_k^{\varepsilon+4}$ cm	$(S_s)_k^{\varepsilon+4}$ cm	$G \cdot 10^8$ abs. E.
19,64	0,91			
19,55	0,91			
19,44	0,92			
19,51	0,92			
19,00	0,92	97.14	4,58	$6{,}22_1$
18,97	0,94	96,47	4,61	$6{,}60_9$
18,89	0,92	95,81	4,62	$6{,}66_9$
18,70	0,90	95,07	4,60	$6{,}69_2$
18,39	0,89	93,95	4,57	$6{,}72_8$
18,40	0,89	93,35	4,54	$6{,}72_7$
18,13	0,86	92,51	4,46	$6{,}66_8$

Mittel: $6{,}65_9 \pm 0{,}02$.

Aus den bisherigen Meßergebnissen kann geschlossen werden, daß die Resonanzmethode mit solcher Genauigkeit die Gravitationskonstante zu bestimmen erlaubt wie die anderen Methoden. Vor den anderen Methoden hat aber die Resonanzmethode den Vorteil, daß sie in der gleichen Zeit mehrere Ergebnisse gibt und daß infolgedessen die Genauigkeit der Messungen vergrößert werden kann. Es ist nur notwendig, die primäre Drehwaage so zusammenzustellen, daß ihre Dämpfung am kleinsten sei.

Der Fehler unserer bisherigen Messungen liegt wahrscheinlich darin, daß die Wirkung des Waagebalkens der primären Drehwaage nicht berücksichtigt wurde. Störend wirkt auch, wenn die sekundäre Drehwaage in einem zu engen Kasten schwingt und wenn die ablesenden Beobachter zu nahe den Waagen sich befinden. Weil in den Beziehungen für die Gravitationskonstante auch die Abstände Spiegel—Skalen A_p, A_s vorkommen, so ist es vorteilhaft, die Skalen für die beiden Drehwaagen in nahe gleiche Abstände zu stellen (etwa 200 cm), und zwar in der Art, daß die Nullagen der Drehwaagen in die Mitte der Skalen fallen und daß die vertikalen Abstände Skala–Fernrohr beinahe gleich sind. Im anderen Falle muß man zugehörige Korrektionen in Rechnung nehmen.

Alle oben beschriebenen Versuche und Messungen wurden im Jahre 1931/32 in einem Kellerlaboratorium unseres Instituts ausgeführt. Dieses Laboratorium ist von äußeren Erschütterungen

frei und besitzt eine ziemlich konstante Temperatur[1]).

Zum Schluß dieser Mitteilung will ich noch einige Bemerkungen über die Bestimmung der Konstanten der langsam schwingenden Drehwaagen hinzufügen.

Konstantenbestimmung.

Bei den langsamen Schwingungen der Drehwaagen mißt man einerseits die sogenannten Umkehrpunkte d. s. Maxima und Minima der Kurve

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\delta t} \cos \omega t$$

und die Gleichgewichtslage der Drehwaage d. s. Nullpunkte der obigen Kurve, andererseits die — halbe — Periode T

$$\frac{\pi}{T} = \omega$$

als den Zeitabstand von zwei aufeinanderfolgenden Durchgängen durch die Gleichgewichtslage. Die Gleichgewichtslage n_0 bestimmt man aus drei nacheinanderfolgenden Umkehrpunkten φ_1, φ_2, φ_3, und zwar in der Form

$$n_0 = \varphi_2 + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{1 + k},$$

wo k das Dämpfungsverhältnis

$$k = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\varphi_3 - \varphi_2}$$

bedeutet.

Die Periode der langsamen gedämpften Schwingungen wird in der Weise bestimmt, daß man den Gang der Drehwaage etwa zwischen vier Umkehrpunkten in mehreren Phasen besonders in der Nähe der Gleichgewichtslage abliest, und zwar schreibt man die Zeiten ein, in welchen der Waagebalken einzelne Skalenteile durchläuft. Dabei benützt man zwei Stoppuhren, von denen die eine in dem Augenblicke, als der vertikale Kreuzfaden den bestimmten Skalenteil durchläuft, in Bewegung gesetzt, die andere zugleich abgestellt wird usw. Die Drehwaage setzt man durch einen leichten Druck mit einem kleinen Gummiballon in Bewegung, ähnlich wie es bei einer analytischen Waage üblich ist.

Aus den abgelesenen Umkehrpunkten werden die reduzierten Amplituden und daraus die Werte des Dämpfungsverhältnisses k und der Nullage n_0 bestimmt. Den nacheinanderfolgenden Punkten n_0 werden aus den Messungen durch Interpolation zugehörige Zeiten zugeordnet, aus denen dann die — halbe — Periode berechnet wird[1]).

Zusammenfassung.

Die Messungen der Gravitationskonstante werden mittels der Resonanzmethode ausgeführt, d. i. mittels der Schwingungen, welche die sekundäre Drehwaage im periodisch veränderlichen Newtonschen Kraftfelde der primären Drehwaage ausführt. Die benützten Drehwaagen werden beschrieben, einige von den bisher ausgeführten Messungen und von den photographisch aufgenommenen Autogrammen der erregenden und erzwungenen Schwingungen werden angegeben und diskutiert.

Aus den bisherigen Meßergebnissen kann geschlossen werden, daß die Resonanzmethode wegen ihrer Einfachheit und Übersichtlichkeit zur Messung der Gravitationskonstante wohl geeignet ist.

1) Die mechanischen Erschütterungen infolge des Straßenverkehres (die nächste Straße mit der elektrischen Bahn verläuft von unserem Institut in einer Entfernung von 75 m) machten sich in unserem Kellerlaboratorium sehr geschwächt bemerkbar und waren im Winter am stärksten, wenn der Boden des botanischen Gartens, welcher zwischen unserer Anstalt und der Straße liegt, gefroren war. In der vorgenannten Zeit so auch im trockenen Sommer wurde das Meßgerät einigen Erschütterungen ausgesetzt so daß die Messungen ausgeschlossen waren.

Es ist interessant, die Waagenautogramme zu beobachten, die in verschiedenen Tagesstunden und Jahreszeiten aufgenommen wurden. Es liegt die technische Frage nahe, ob man mittels solcher Drehwaagen die Bodenart zwischen dem Gebäude und der Straße nicht studieren könnte. Dies soll aber einer anderen Arbeit überlassen werden.

1) C. Braun — Denkschrift der Wiener Akademie **64**, S. 187, 1897 — beobachtete bei seinen Messungen der Gravitationskonstante den Gang der Drehwaage nur in einigen Punkten um die Gleichgewichtslage herum, z. B. in den Punkten $n_1, n_2, n_3, \ldots n_h$. Die Zeiten, in denen die Drehwaage diese Lagen zum erstenmal durchging, waren

$$t_1^1, \quad t_2^1, \quad t_3^1, \quad \ldots \; t_h^1,$$

zum zweitenmal

$$t_1^2, \quad t_2^2, \quad t_3^2, \quad \ldots \; t_h^2,$$

zum drittenmal

$$t_1^3, \quad t_2^3, \quad t_3^3, \quad \ldots \; t_h^3,$$

zum viertenmal

$$t_1^4, \quad t_2^4, \quad t_3^4, \quad \ldots \; t_h^4.$$

Die halbe Periode bestimmte Braun aus diesen Werten nach der Formel

$$T = \frac{1}{2h} \sum_{1}^{h} (t_n^3 - t_n^1) = \frac{1}{2h} \sum_{1}^{h} (t_n^4 - t_n^2).$$

Braun verwendete eine Drehwaage im Vakuum, die Dämpfung war fast vollkommen vermieden.

R. Eötvös — Wied. Ann. **59**, S. 390, 1896 — hatte die Messung der langen Perioden seiner Gravimeter nicht näher beschrieben. Die gravimetrischen Messungen beziehen sich heute auf die Bestimmung der Gleichgewichtslagen der Drehwaagen in verschiedenen Azimuten, die Bestimmung der Periode kommt da erst in zweiter Reihe in Frage, z. B. bei der Bestimmung des Trägheitsmomentes des Waagebalkens, der Torsionskonstante des Aufhängefadens oder der Gravitationskonstante.

Physikalisches Institut der Masaryk-Universität in Brünn.

(Eingegangen 25. Oktober 1932.)

Über die Verwendung der mit Quecksilber betriebenen Wasserstrahlpumpen als Hochvakuumpumpen.

Von G. Mönch und H. Sturm.

Gewisse Wasserstrahlpumpen lassen sich nach Anbringung eines Siedegefäßes und einer Kühlvorrichtung als Hochvakuumpumpen benutzen. Über haltbare Siedegefäße und die Konstruktion einer Doppelpumpe mit gemeinsamem Siedekolben werden nähere Angaben gemacht.

Die Ähnlichkeit der Düsenanordnung bei Wasserstrahl- und Quecksilberdampfstrahlpumpen ließ den Gedanken aufkommen, Wasserstrahlpumpen mit Quecksilber zu betreiben und als Hochvakuumpumpen zu verwenden. Dazu brauchte nur, wie Fig. 1 zeigt, ein Siedegefäß angeblasen und ein mit Gummischläuchen abgedichteter Kühler angebracht werden.

Fig. 1. Zusammenstellung einer Hochvakuumpumpe aus einer Wasserstrahlpumpe.

Der Vorteil dieser Verwendungsmöglichkeit liegt allein in dem großen Unterschied des Herstellungspreises, der etwa den fünften Teil einer handelsüblichen Hartglaspumpe beträgt. Die Pumpgeschwindigkeit wird wegen des engen Ansatzrohres, das die Hauptvakuumleitung bildet, geringer sein. Hierauf kommt es im Laboratorium oder Praktikum vielfach gar nicht so an. Über die Erhöhung der Haltbarkeit einer derartigen Pumpzusammenstellung muß im folgenden noch ausführlich eingegangen werden.

Bei allen Versuchen, das Hauptvakuum in Abhängigkeit vom Vordruck zu bestimmen, wurde das Vorvakuum stets von großen zu kleinen Drucken verändert. Umgekehrt vorgegangen liefert die aufgenommene Abhängigkeit ein falsches Bild, da eine in Betrieb befindliche Pumpe bei Verschlechterung des Vorvakuums noch ein Hauptvakuum hält, das sie mit dem erniedrigten Vordruck als Ausgangsvakuum nicht hätte erreichen können.

Sämtliche Messungen wurden mit Gasheizung der Pumpen ausgeführt. Da die Pumpwirkung von der Erhitzung stärker abhängt, so enthalten alle folgenden Angaben eine gewisse willkürliche Voraussetzung.

Brauchbare Wasserstrahlpumpen.

Aus der großen Zahl der verschiedenen Wasserstrahlpumpen eignen sich nur wenige zum Umbau für eine Hochvakuumpumpe.

Das Hauptvakuum, das eine Hanff & Buest[1])-Wasserstrahlpumpe in Abhängigkeit vom Vorvakuum schafft, zeigt Fig. 2.

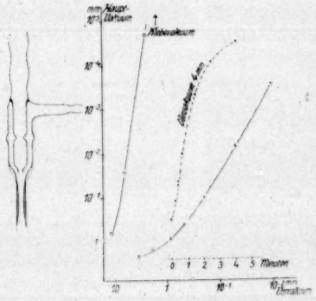

Fig. 2. Wasserstrahlpumpe von Hanff & Buest „gestrichelt" vor, „ausgezogen" nach der Umänderung.
×—×—× = Pumphöhe in Abhängigkeit vom Vorvakuum vor der Umänderung. ○—○—○ = Pumphöhe in Abhängigkeit vom Vorvakuum nach der Umänderung. ····· = Pumphöhe in Abhängigkeit von der Zeit (als Maß der Pumpgeschwindigkeit) bei vorgegebenem Vorvakuum (Hauptvakuumgefäß etwa $^1/_4$ Liter).

Da die Düse von der Verengungsstelle des Mantelrohres zu weit entfernt ist, um eine gute Pumpwirkung zu erzielen, wurde eine kleine

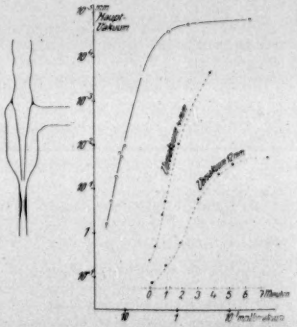

Fig. 3. Wasserstrahlpumpe von K. Grunert.
○—○—○ = Pumphöhe in Abhängigkeit vom Vorvakuum. ····· = Pumphöhe in Abhängigkeit von der Zeit (als Maß der Pumpgeschwindigkeit) für zwei vorgegebene Vorvakua (Hauptvakuumgefäß etwa $^1/_4$ Liter).

1) Hanff & Buest, Fabrik und Lager chem. und physik. Apparate, Berlin N 4, Chausseestr. 117.

Abänderung vorgenommen und die Düse weiter in das Abflußrohr hineingedrückt. Die gleiche Fig. 2 enthält die Meßergebnisse an der umgeänderten Pumpe. Die Leistung ist bedeutend gestiegen.

In einem Pumptyp der hiesigen Glastechnischen Werkstatt K. Grunert wurde die Form gefunden, die bereits bei Wasserstrahlvorvakuum eine genügende Druckerniedrigung hervorbringt, um sie als Vorpumpe für eine Diffusionspumpe zu benutzen (Fig. 3).

Die Diffusionspumpe.

Als Diffusionspumpe genügt bereits der in Fig. 2 angegebene Typ.

Der Bauart der Diffusionspumpe kommt aber eine Konstruktion (Fig. 4) näher, wie sie als Quecksilberabsperrhahn Verwendung findet. Die Erfolge mit diesem Absperrhahn enthält Fig. 4.

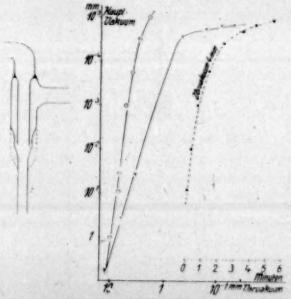

Fig. 4. Quecksilberabsperrhahn „gestrichelt" vor, „ausgezogen" nach der Umänderung. ×—×—× = Pumphöhe in Abhängigkeit vom Vorvakuum vor der Umänderung. ○—○—○ = Pumphöhe in Abhängigkeit vom Vorvakuum nach der Umänderung. ·-·-·-·-· = Pumphöhe in Abhängigkeit von der Zeit (als Maß der Pumpgeschwindigkeit) bei vorgegebenem Vorvakuum (Hauptvakuumgefäß etwa $^1/_4$ Liter).

Die Wirksamkeit kann auch hier durch eine einfache Abänderung bedeutend erhöht werden. Das Mantelgefäß muß näher an die Düse gebracht werden. Fig. 4 gibt die Beobachtung nach der Abänderung wieder; die Ergebnisse deuten auf ein günstigeres Verhalten als Pumpe 2 hin.

Die Pumpgeschwindigkeit.

Als Maß der Pumpgeschwindigkeit wurde ein Volumen von $^1/_4$—$^1/_2$ Liter Inhalt[1]) evakuiert und die Drucke in Abhängigkeit von der Zeit, die nötig war, sie zu erreichen, aufgetragen. Dem Ausgangspunkt $t = 0$ entsprach der Augenblick, wo die Ablesung an einem Hitzdrahtmanometer gerade eine Pumpwirkung erkennen ließ. Bei dem Beginn der Messung war die Pumpe noch nicht einmal voll in Betrieb, außerdem das Manometer 120 cm von der Düse entfernt und mit einem Rohr von nur 1 cm innerem Durchmesser verbunden.

Die Kurven in Fig. 2, 3 und 4 lassen eine unerwartet große Pumpwirkung erkennen. Sie wurden für die günstigste Beheizung aufgenommen. Diese ist bekanntlich für Diffusionspumpen stets wesentlich geringer als für Strahlpumpen. Eine zu starke Heizung der Diffusionspumpe führte manchmal auf eine Pumphöhe, die um zwei Zehnerpotenzen hinter einer mäßig geheizten Pumpe zurückblieb.

Haltbarkeit der Pumpe.

Die untersuchten Pumpen waren alle aus gewöhnlichem Glas. Es muß zugegeben werden, daß ihr Betrieb eine ganz besondere Aufmerksamkeit erfordert, um das Siedegefäß vor dem Zerspringen zu schützen.

Da für allgemeinen Laboratoriumgebrauch trotz jeder noch so geschickt gewählten Form des Gefäßes seine Empfindlichkeit zu groß ist, so wurde nach Möglichkeiten gesucht, diese Nachteile zu beseitigen. Dies erfolgte

1. durch Ansetzen eines Siedekolbens aus hochwertigem Glas mittels Übergangsgläsern;
2. durch Ansetzen eines eisernen Siedegefäßes mit Übergangskappen;
3. durch Verwendung von Wasserstrahlpumpen aus hochwertigen Gläsern, die ohne Schwierigkeiten ein haltbares Siedegefäß anzublasen erlauben.

Diese drei Möglichkeiten wurden durch Zusammenarbeit mit der Glastechnischen Werkstatt K. Grunert ausprobiert.

Zu 1. Die Verwendung von Übergangsgläsern zum Anschmelzen eines Siedegefäßes hat den Vorteil, käufliche Wasserstrahlpumpen in haltbare Hochvakuumpumpen umzubauen. Erfahrungsgemäß hat sich tatsächlich nur das Siedegefäß als der empfindliche Teil herausgestellt. Ein Springen der Düseneinschmelzung oder des Glasmantels an dem Düsenende konnte bei den sehr zahlreichen Versuchen nicht beobachtet werden.

Zu 2. Das eiserne Siedegefäß verteuert die Pumpe, seine Verwendung lockt aber durch die Möglichkeit, an das Siederohr einen seitlichen Zapfen hart anzulöten, der die Befestigung an ein Stativ wesentlich erleichtert.

[1]) Das Hauptvakuumgefäß wurde absichtlich so klein gewählt, damit das Vorvakuum sich während einer Messung durch die Auffüllung mit den Gasresten aus der Hauptvakuumleitung nicht wesentlich änderte.

Zu 3. Der dritte Fall ist der einfachste und vorläufig der sicherste[1]). Über die Bewährung der beiden anderen muß erst Erfahrung gesammelt werden.

Bei der Verwendung von gläsernen Siedegefäßen ist es unabhängig von der Glassorte angebracht, den Kolben wie das Steigrohr bis zu Beginn der Düse mit Asbest zu umkleiden.

Die Kühlung.

Der mit Gummiringen (Schlauchstücken) angesetzte Kühlmantel ließ zuerst Bedenken aufkommen, da bei kleinster Undichte das Zerspringen der Pumpe erfolgen mußte. Erfahrungsgemäß hat er sich jedoch außerordentlich gut bewährt. Bei einer Gummidichtung, die einmal gut abschließt, ist keine später auftretende Undichtigkeit zu erwarten. Angefeuchtete Gummischläuche legen sich bekanntlich nach einiger Zeit derart fest an Glas an, daß sie meist nur durch Zerstörung des Gummis oder Glases zu trennen sind.

Ein Pumpaggregat.

Waren die gut brauchbaren Pumptypen einmal gefunden, so bestand das nächste Ziel in der Konstruktion einer Doppelpumpe mit gemeinsamem Siedegefäß. Hierfür wurden an der einen Seite eines 3 cm weiten Scheidewandrohres aus Hartglas die Strahl- (Pumpe 3), an der anderen die Diffusionspumpe (Pumpe 4) angeblasen. Die Erfahrungen mit diesem Aggregat stehen noch aus.

Schlußbemerkung.

Mit vorstehenden Angaben wurde eine Untersuchung abgeschlossen, die zum Ziele hatte, moderne Hochvakuumpumpen nach eigenen Angaben unter Aufwendung geringer Mittel herstellen zu lassen.

Besonders die Doppelpumpe in der früher angegebenen Art der Aufstellung[2]) verspricht ein billiges und gut brauchbares Pumpaggregat zu werden.

1) Wasserstrahlpumpen aus Hartglas wurden mir von der Firma Glastechnische Werkstatt K. Grunert, Erlangen, Friedrichstr. 33, geliefert.
2) G. Mönch, Physik. Zeitschr. **33**, 447, 1932.

Erlangen, Physik. Inst. d. Univ. Okt. 1932.

(Eingegangen 1. Dezember 1932.)

Einflüsse von achsialen Magnetfeldern auf die positive Säule des Quecksilberdampfbogens.

Von G. A. Kugler und A. Roggendorf.

(Mitteilung aus dem Elektrotechnischen Laboratorium der Technischen Hochschule Berlin.)

1. Aufbau des Wandstromverstärkers.

Für alle in dieser Arbeit behandelten Versuche wurden Wandstromverstärker von Siemens als Entladungsgefäße verwendet. Aufbau und Wirkungsweise der Wandstromverstärker sind in zahlreichen Arbeiten beschrieben[1]), sodaß hier nur das Prinzip ganz kurz erläutert werden muß: In einem vertikal aufgestellten Glaszylinder (Fig. 1) brennt ein Lichtbogen

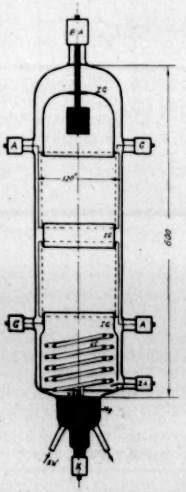

Fig. 1.

zwischen der Quecksilberkathode K am Boden des Gefäßes und einer oben angebrachten Brennanode BA, die aus einem zylindrisch aufgewickelten Wellblech besteht. Konzentrisch zum Lichtbogen sind die Steuereinsätze – bei unseren Röhren zwei übereinander – angebracht. Jeder Einsatz besteht aus einem Gitter G aus eng-

1) E. Lübcke, Wiss. Veröff. Siem.-Konz. V. H. 3, 182, 1927; Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 445, 1927; VDE. Fachber. 1927, 124; Hochfrequenzt. **32**, 1, 1928; E. Lübcke und W. Schottky, Wiss. Veröff. Siem.-Konz. IX, H. 1, 390, 1930; E. Lübcke, Elektrotechn. Zeitschr. **52**, 1513, 1931.

maschigem Draht, das in geringem Abstand von einer Steueranode A aus Blech umgeben ist. An die Steueranode wird beim Betrieb der Röhre ein konstantes positives Potential gegen die Kathode angelegt; dadurch wird der positiven Säule der zwischen K und BA brennenden Entladung ein starker Elektronenstrom entzogen, der durch Veränderung des an G angelegten Gitterpotentials gesteuert wird. Man kann also den Wandstromverstärker mit einer gewöhnlichen Hochvakuum-Verstärkerröhre vergleichen, wobei der Lichtbogen als sehr ergiebiger Heizfaden anzusehen ist.

2. Die Versuchsanordnung.

Zu den Versuchen standen zwei Wandstromverstärker zur Verfügung; bei einem waren die Steuereinsätze und die Brennanode aus Eisen, bei dem anderen aus $V2A$-Stahl. Beide Materialien bewirken infolge ihres ferromagnetischen Charakters Hysteresiserscheinungen bei den untersuchten Abhängigkeiten vom Magnetisierungsstrom. Eine Wiederholung der Versuche mit Röhreneinsätzen aus nicht ferromagnetischem Material ist daher geplant.

Die achsialen Magnetfelder wurden durch eine zum Wandstromverstärker konzentrische Spule erzeugt. Die Spule ragte oben und unten ein Stück über die Röhre hinaus, so daß das Feld im Bereich der Gasentladung als homogen angesehen werden konnte. In den später folgenden Kurven sind die Magnetisierungsströme als

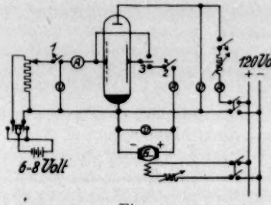

Fig. 2.

Abszissen angegeben. Durch Multiplikation mit 0,833 erhält man daraus den Strombelag der Spule in A/cm, der praktisch dem Felde gleicht.

Die Meßschaltung zeigt Fig. 2. In Abhängigkeit vom Magnetisierungsstrom wurden damit gemessen:

Spannungsabfälle am Lichtbogen (Schalter 1, 2 offen);

Wandströme für verschiedene Wandspannungen (Schalter 3 oben);

Steueranoden- und Gitterströme bei magnetischer Steuerung der Röhre (Schalter 3 unten).

3. Morphologie der magnetischen Steuerung.

Die Wirkung der Magnetfelder macht sich schon äußerlich durch starke Veränderungen des Aussehens der positiven Säule bemerkbar. Ohne das Vorhandensein eines Magnetfeldes erfüllt der Lichtbogen ziemlich gleichmäßig den Entladungsraum. Mit steigendem Magnetisierungsstrom bildet sich seitlich von der Brennanode ein heller Fleck, der bei weiterem Steigern je nach dem Richtungssinn des Magnetfeldes links oder rechts um die Anode herum wandert. Später wird dann der Lichtfleck allmählich in den vorher dunklen Raum zwischen innerem und äußerem Glasmantel der Röhre (Fig. 1) gedrängt. Dann verschwindet der Fleck plötzlich; gleichzeitig erscheint ein heller Kegel an der Unterseite der Brennanode. Dieser unstetige Übergang kann sich bei Festhalten des zugehörigen Magnetisierungsstroms mehrmals wiederholen; er findet regelmäßig an der Stelle des Maximums der später besprochenen Kurven statt. Mit weiter ansteigendem Magnetisierungsstrom zieht sich die Entladung zu einem immer dünner werdenden hellen Faden zusammen.

Bei fallendem Magnetisierungsstrom werden dieselben Erscheinungsformen in umgekehrter Reihenfolge durchlaufen.

Die Erscheinungen an der Brennanode sind offenbar durch die Wirkung der eisernen Anode selbst mitbestimmt. Die Wanderung des Lichtflecks kann sehr deutlich bei der ersten Röhre beobachtet werden, deren eisernes Anodenblech an einem dicken eisernen Stiel befestigt ist; bei der zweiten Röhre, deren Anodenblech aus $V2A$-Stahl nur an dünnen $V2A$-Blechstreifen aufgehängt ist, sieht man den Fleck und seine Wanderung viel weniger deutlich.

4. Einfluß der Vorgeschichte.

Bei den ersten Versuchen einer magnetischen Steuerung der Wandstromverstärker hatte sich gezeigt, daß eine Versuchsreihe nicht ohne weiteres reproduzierbar war. Zur Klärung der Verhältnisse wurden unter genau konstant gehaltenen Bedingungen (Bogenstrom, Anoden- und Gitterspannung, Endwert und Richtungssinn des Magnetisierungsstromes) Meßreihen mehrmals wiederholt, wobei die erste einen genau definierten Zustand der Röhre als Ausgangspunkt hatte. Zunächst wurden dann für jede Wiederholung der Meßreihe andere Werte gefunden; erst nach mehreren Meßreihen stellte sich ein Beharrungszustand ein. Der Anfangszustand wurde entweder durch Entmagnetisieren gewonnen oder durch mehrfaches Durchlaufen der ganzen Meßreihe vor Ablesung der Werte.

Auf diese Weise wurden dann gut reproduzierbare Messungen erhalten.

5. Spannungsabfall am Bogen.

Fig. 3 zeigt den Spannungsabfall am Lichtbogen für beide Röhren. Die Kurven sind nach mehrmaligem Durchlaufen gemessen.

Zunächst ist die Hysteresiserscheinung bemerkenswert, d. h. der verschiedene Verlauf bei steigendem und bei fallendem Magnetisierungsstrom. Die Abweichungen betragen bis 15 Proz. Bei mehrmaligem Magnetisieren nur in einer Richtung ist im Beharrungszustand die Abweichung geringer. Im wesentlichen bleibt aber der Charakter der Kurven erhalten.

Weiter fällt auf, daß die Kurve für die Röhre mit Eisen mehrere Schleifen hat. Vielleicht rührt dies daher, daß die magnetische Sättigung der einzelnen Elektroden verschieden schnell eintritt. Eine genauere Erklärung erscheint zunächst unmöglich.

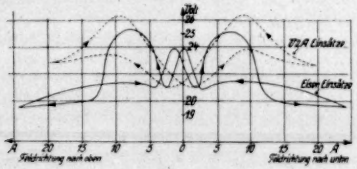

Fig. 3.

Das auf Hin- und Rückweg klar ausgeprägte Maximum in der Kurve für die Röhre mit $V2A$-Elektroden liegt an der Stelle des im dritten Abschnitt erwähnten Kippens zwischen den zwei Lichterscheinungen an der Brennanode.

Interessant ist, daß die Symmetrielinie für beide Kurven etwas seitlich verschoben zur Ordinatenachse liegt. Man kann daraus schließen, daß beim Nulldurchgang des Magnetisierungsstroms noch ein Magnetfeld mit der Richtung nach unten in der Größe von etwa 0,3 bis 0,5 A unserer Spule oder 0,25—0,42 A/cm wirksam ist. Dies kann das Erdfeld sein, dessen Vertikalkomponente in Berlin ungefähr 0,34 A/cm beträgt[1]).

6. Gradient der positiven Säule.

An dem gemessenen Spannungsabfall zwischen Kathode und Brennanode sind mehrere Komponenten beteiligt, Kathodenfall, Anodenfall, Gradient der positiven Säule, die wohl vom Magnetfeld in verschiedener Weise abhängig sind. Es ist deshalb zur Erklärung der Spannungskurve nötig, den Verlauf für die einzelnen Komponenten zu kennen. Im Rahmen dieser Untersuchung war es nur möglich, als Maß für den Säulengradienten den Spannungsabfall zwischen den beiden übereinanderliegenden Röhreneinsätzen zu messen. Unter Anwendung der Kompensationsmethode, bei der kein Strom zwischen den Einsätzen fließt, konnte der Potentialunterschied der beiden Einsätze festgestellt werden, nicht aber das Potential gegen Kathode oder Brennanode. Hierzu wären spezielle Sondenmessungen nötig[1]), für die die Steuereinsätze als Sonden wegen ihrer Größe nicht zu brauchen sind.

Als Resultat der Messung ergab sich folgender Verlauf: bei wachsendem Magnetisierungsstrom fällt die Spannungsdifferenz zunächst, steigt wieder an und fällt dann weiter ab. Bei höherer Magnetisierung geht die Abnahme der Spannung bis Null und schließlich kehrt die Spannung ihr Vorzeichen um, d. h. der obere, näher an der Anode liegende Einsatz nimmt ein tieferes Potential gegen die Kathode an als der untere. Es ist also mindestens an der Röhrenwand ein negatives Feld vorhanden. Natürlich kann daraus noch kein Schluß auf die Feldverhältnisse im Innern der Entladung gezogen werden; man muß aber doch folgern, daß die positive Säule bei magnetischer Beeinflussung nicht mehr homogen in Achsenrichtung ist. Es wird also nicht möglich sein, die Theorie der magnetisch beeinflußten Säule aus der Schottkyschen Theorie der positiven Säule[2]) zu gewinnen, da dort Homogenität vorausgesetzt wird.

7. Wandströme.

Die Wandströme setzen sich im allgemeinen aus einem Elektronenstrom und einem Ionenstrom zusammen (evtl. können negative Ionen den Elektronenstrom verstärken). Je nach Größe und Vorzeichen der Wandspannung gegen die Kathode erhält man aber überwiegend Ladungsträger eines Vorzeichens. Die Kurven, von denen Fig. 4 einige charakteristische Beispiele[3]) zeigt, haben dann im Beharrungszustand alle folgenden Verlauf: bei wachsendem Magnetisierungsstrom steigt der positive oder negative Wandstrom zunächst an und fällt dann nach Überschreiten eines Maximums wieder ab. Bei etwa gleicher Größe von positivem und negativem

1) Müller-Pouillet, IV, 2, S. 1359.

1) Langmuir, z. B. Zeitschr. f. Phys. **46**, 271, 1928.

2) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **25**, 342, 653, 1924.

3) Aufgenommen an der Röhre mit $V2A$-Einsätzen.

Strom erhält man die Superposition zweier solcher Kurven, z. B. bei + 3,5 Volt Wandspannung in Fig. 4. Bei sehr hoher Magnetisierung nähern sich alle Kurven der Wandströme einem Wert im Gebiet überwiegender Ionenströme. Große Magnetfelder bewirken also eine starke Herabsetzung des Einflusses der Wandspannung. Wahrscheinlich hängt dies mit der Ablösung der Entladung von der Wand zusammen.

Die Hysteresis wirkt sich sowohl auf den Ionen- wie den Elektronenstrom so aus, daß die Ströme bei abnehmender Magnetisierung höher

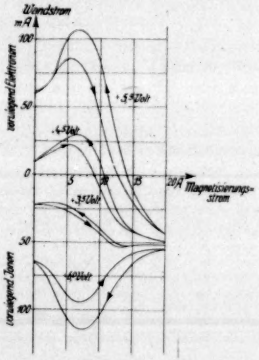

Fig. 4.

sind als bei den gleichen Werten des Magnetisierungsstroms bei steigender Magnetisierung.

Auch bei den Wandströmen zeigen die Neukurven stärkere Hysteresiswirkung als die Beharrungskurven. Im übrigen sind keine prinzipiellen Unterschiede zwischen Neu- und Beharrungskurven vorhanden.

Der Richtungssinn des Magnetfeldes spielt bei der Röhre mit $V2A$-Einsätzen keine Rolle, wenn die Nullpunktsverschiebung durch die Vertikalkomponente des Erdfeldes berücksichtigt wird. Die Röhre mit eisernen Einsätzen zeigt bei den Neukurven gewisse Unterschiede bei Umkehrung des Magnetfeldes.

Vergleicht man die Wandströme der beiden Röhren miteinander, so findet man, daß mit gleichem Magnetisierungsstrom in der Spule bei der Röhre mit $V2A$-Einsätzen stärkere Wirkungen hervorgerufen werden. Das wird dadurch zu erklären sein, daß die Einsätze der $V2A$-Röhre nicht so viele „Induktionslinien in sich hineinziehen" wie die eisernen Einsätze, so daß im Innern der Entladung bei der $V2A$-Röhre bei gleichem Magnetisierungsstrom eine höhere Feldstärke herrscht.

8. Magnetische Steuerung der Gasentladung.

Bei magnetischer Steuerung der Röhre wird an das Gitter ein konstantes Potential angelegt. Die Ströme zu der Steueranode werden dann durch den Strom in den außen angebrachten Magnetisierungsspulen gesteuert.

Diese Anodenströme wurden für mehrere Anodenspannungen und mehrere Gitterpotentiale gemessen. Bei den meisten Versuchen war die Gitterspannung Null, d. h. das Gitter war mit der Kathode fest verbunden.

Wie Fig. 5 für zwei Anodenspannungen an der $V2A$-Röhre zeigt, ist der Verlauf der Ströme zur Steueranode ähnlich dem der Wandstromkennlinien in Fig. 4; natürlich sind bei der

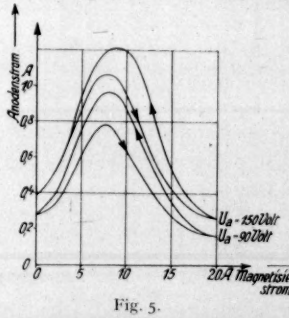

Fig. 5.

hohen Anodenspannung die Ströme bedeutend höher. Das Maximum liegt ungefähr an derselben Stelle wie bei den Wandströmen und auch die Hysteresis ist etwa in dem gleichen Maße vorhanden.

Der Richtungssinn des Magnetfeldes zeigte wie schon bei den Wandströmen nur bei den Neukurven der Röhre mit Eisen einen Einfluß.

Eine weitere interessante Erscheinung trat bei den Versuchen an dieser Röhre auf: bei normalem langsamem Regeln des Magnetisierungsstroms änderte sich der Anodenstrom plötzlich ganz sprunghaft. Zwei solche Fälle sind in Fig. 6 dargestellt. Der Sprung ist im einen Fall bei steigender, im anderen Fall bei fallender Magnetisierung, immer aber bei zunehmendem Anodenstrom, aufgetreten. Die Erscheinung war nicht reproduzierbar, fand aber in einer ganzen Anzahl von Meßreihen statt. Es sieht so aus, als wären zwei stabile Anodenstromwerte möglich, zwischen denen durch irgendeinen äußeren Anlaß ein plötzlicher Wechsel eintreten kann.

Für normale Röhrensteuerung ist die Hysteresis unerwünscht. Durch mehrere Versuche

konnte festgestellt werden, daß man die Hysteresis durchaus vermeiden kann. Man darf dazu die Magnetisierungsströme nicht so weit steigern, daß das Maximum der Anodenströme erreicht wird. Bei passend gewählter Gitterspannung kann man dann auch in einem genügend großen Bereich lineare Steuerung erzielen. Das gänzliche Verschwinden der Hysteresis kann wahrscheinlich deshalb erreicht werden, weil sich zwei Einflüsse entgegenarbeiten: bei Betrieb der Röhre ohne Magnetfelder gibt es eine Hysteresiserscheinung[1]), bei der der Rückweg der Charakteristiken unter

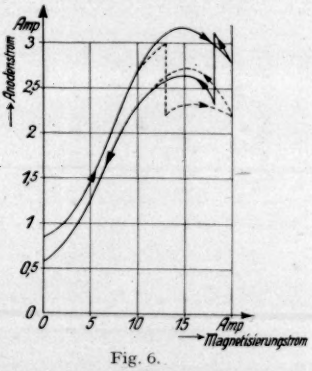

Fig. 6.

dem Hinweg liegt; bei der magnetischen Hysteresis ist es gerade umgekehrt.

Zur Stützung der Annahme, daß die Eisenteile der Röhre beträchtlichen Einfluß auf die betrachteten Größen haben, wurden außen nahe an der Glaswand an verschiedenen Stellen eiserne Zylinder angebracht. Es ergab sich der erwartete Einfluß; der Spannungsabfall an der Röhre (Kathode . . Brennanode) wurde z. B. erheblich verändert, wenn in der Nähe der Brennanode ein solcher Ring angebracht wurde.

9. Versuche mit Wechselmagnetisierung.

Es bestand die Absicht, zu untersuchen, wie sich die Anodenströme bei Wechselmagnetisierung mit verschiedenen Frequenzen verhalten. Die Versuche wurden mit der festen Steueranodenspannung 120 Volt aus einer Gleichstrommaschine gemacht; das Gitter war fest mit der Kathode verbunden. Die Wechselmagnetisierung lieferten verschiedene Maschinen in Leonardschaltung von 30—10000 Hertz. Der Verlauf der Anodenströme wurde in einer Braunschen Röhre mit zwei Paaren von Ablenkplatten (Typ v. Ardenne) sichtbar gemacht. Eine dem Magnetisierungsstrom proportionale Spannung wurde an einem induktionsfreien Widerstand abgegriffen und an das eine Plattenpaar gelegt; der Anodenstrom lag in derselben Weise an dem anderen Paar. Auf diese Weise wurde direkt die Kurve Anodenstrom $= f$ (Magnetisierungsstrom) auf dem Leuchtschirm der Röhre entworfen.

Die Spannungen für die Röhre mußten aus Maschinen entnommen werden, da keine Hochspannungsbatterie zur Verfügung stand. Außerdem erwies sich als notwendig, in den Ablenkplattenkreisen Kondensatoren und, wegen der Erdungsverhältnisse, Isoliertransformatoren anzubringen. Aus diesen Gründen mußten bei höheren Frequenzen starke Verzerrungen erwartet werden. Wir zeigen deshalb in Fig. 7 nur eine Kurve, die bei etwa 60 Hertz an der

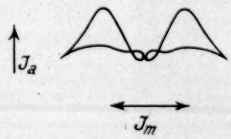

Fig. 7.

$V\,2\,A$-Röhre aufgenommen wurde. Man sieht daraus, daß der Charakter der Kurven mit der Hysteresis nicht sehr wesentlich verschieden von dem der statisch aufgenommenen ist.

10. Ausblick.

Eine theoretische Klärung der meisten in diesen Versuchen festgestellten Tatsachen steht noch aus. Vor allen Dingen sind zum Verständnis der Vorgänge Untersuchungen über den Potentialverlauf in der Säule und an ganz eisenfreien Röhren notwendig. Über einige Rechnungen, die wir über das behandelte Gebiet angestellt haben, wird an anderer Stelle berichtet.

Die Wandstromverstärker für unsere Versuche wurden uns vom Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG. und der Siemens-Schuckert-Werke in freundlicher Weise zur Verfügung gestellt. Wir möchten auch an dieser Stelle dem Forschungslaboratorium unseren besten Dank für die uns gebotene Unterstützung aussprechen.

(Eingegangen 7. Dezember 1932.)

1) E. Lübcke und W. Schottky, Wiss. Veröffentl. Siem.-Konz. IX, H. 1, 390, 1930.

Bemerkungen zur Frage der Einwirkung magnetischer Felder auf das Wärmeleitvermögen und die innere Reibung von Gasen.

Von Hermann Senftleben.

Vor einigen Jahren hat der Verfasser über seine Untersuchungen[1]) berichtet, aus denen hervorgeht, daß das Wärmeleitvermögen paramagnetischer Gase durch die Einwirkung eines Magnetfeldes herabgesetzt wird. In diesen Mitteilungen ist eine Reihe von Gesetzmäßigkeiten angegeben, denen dieser Effekt folgt. Diese lassen sich in der Aussage zusammenfassen, daß das Argument der Funktion, welche die Abhängigkeit des Effektes von der Feldstärke ($\mathfrak{H}$), Druck (p) und Temperatur (T) bestimmt, von der Form $\left(\frac{\mathfrak{H}\sqrt{T}}{p}\right)^2$ zu sein scheint. In der Ausdrucksweise der kinetischen Gastheorie bedeutet dies eine Abhängigkeit des Effektes von der Zeit zwischen zwei Zusammenstößen, oder auch, wenn die Temperatur konstant ist, von der mittleren freien Weglänge oder dem Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle. Da diese Größen auch für die innere Reibung von Gasen maßgebend sind, so war zu erwarten, daß auch diese durch die Einwirkung magnetischer Felder beeinflußt werden würde. Von einer solchen Überlegung ausgehend, haben Engelhardt und Sack[2]) Versuche über die innere Reibung von Gasen in magnetischen Feldern angestellt. Diese kürzlich veröffentlichten Untersuchungen haben eine Abnahme der inneren Reibung von Sauerstoff in Magnetfeldern ergeben, welche von derselben Größenordnung ist wie die vom Verfasser beobachtete Abnahme der Wärmeleitfähigkeit desselben Gases[3]). In den letzten Tagen ist noch eine Mitteilung von Trautz und Fröschel[4]) erschienen, die ebenfalls über eine Beeinflussung der inneren Reibung von Sauerstoff durch Magnetfelder berichtet. Auch hier, bei ganz andern Werten von Feldstärke und Druck, ist die Größenordnung des Effektes gleich der des Wärmeleitungseffektes unter gleichen Bedingungen.

1) H. Senftleben, Physik. Zeitschr. **31**, 961, 1930.

2) H. Engelhardt u. H. Sack, Physik. Zeitschr. **33**, 724, 1932.

3) Hierbei sei darauf hingewiesen, daß die Äußerung der genannten Autoren, die Änderung des Wärmeleitvermögens sei nur „bei richtig gewähltem" Gasdruck gefunden worden, nur insofern zutrifft, als der Effekt bei diesen Drucken in besonderer Größe auftritt. Nachgewiesen ist der Einfluß des Magnetfeldes in einem Druckbereich von 2 mm bis 760 mm *Hg*.

4) M. Trautz u. E. Fröschel, Physik. Zeitschr. **33**, 947, 1932.

Über den letztgenannten Effekt sind im hiesigen Institut weitere sehr eingehende Untersuchungen[1]) ausgeführt worden, die in nächster Zeit veröffentlicht werden sollen. Auf Grund dieser Messungen ist es möglich, einen quantitativen Vergleich mit den erwähnten Messungen der inneren Reibung vorzunehmen. Dabei zeigt sich, daß bei gleichen Drucken und Feldstärken die relative Änderung der inneren Reibung (ε_r) stets kleiner ist als die relative Änderung des Wärmeleitvermögens (ε_w).

$\mathfrak{H}$	$\varepsilon_r \cdot 10^4$	$\varepsilon_w \cdot 10^4$	$\varepsilon_w : \varepsilon_r$
500	5	35	7
1000	15,5	60	3,9
1500	31	71	2,3
2000	41	77,5	1,9

p = 110 mm.

Das Verhältnis von ε_w zu ε_r variiert mit der Feldstärke, und zwar sinkt es mit wachsenden Werten derselben.

Bei weiterem Vergleich der Werte von ε_w und ε_r kann man feststellen, daß die Kurven, welche die Feldabhängigkeit von ε_r darstellen, sich innerhalb der Fehlergrenzen zur Deckung bringen lassen mit Kurven, welche nach unsern Messungen die Feldabhängigkeit von ε_w wiedergeben. In Fig. 1 und 2 ist der Verlauf von ε_r als

p_{r_1} = 110 mm. p_{w_1} = 360 mm.

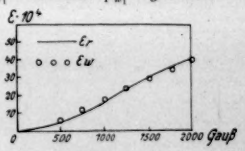

Fig. 1.

Funktion der Feldstärke durch die ausgezogene Kurve dargestellt, während die Kreise Werte von ε_w angeben. Dabei ist wesentlich zu beachten, daß die Werte von ε_w zu andern

p_{r_2} = 64 mm. p_{w_2} = 280 mm.

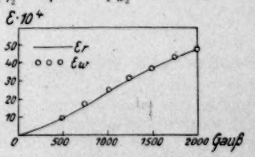

Fig. 2.

Drucken gehören als die von ε_r. Die Kurve für ε_r bei 110 mm (p_{r_1}) entspricht einer Kurve

1) Gemeinsam mit Herrn J. Pietzner.

für ε_w bei 360 mm (p_{w_1}); analog die Kurve von 64 mm (p_{r_2}) einem Druck von 280 mm (p_{w_2}). Aus diesen Zahlen folgt

$$\frac{p_{r_1}}{p_{r_2}} = 1{,}72 \quad \text{und} \quad \frac{p_{w_1}}{p_{w_2}} = 1{,}29 .$$

Der letzte Zahlenwert ist ziemlich genau die Quadratwurzel aus dem ersten ($\sqrt{1{,}72} = 1{,}31$). Man kann also die Beziehung ablesen:

$$p_w = \text{const} \cdot \sqrt{p_r} = 34.5 \sqrt{p_r} .$$

Da ε_w eine Funktion von $\frac{\mathfrak{H}^2}{p^2}$ ist und die Feldabhängigkeit von ε_w und ε_r die gleiche ist, so folgt, daß ε_r eine Funktion von $\frac{\mathfrak{H}^2}{p}$ ist; d. h. bei gleichen Werten von $\frac{\mathfrak{H}^2}{p}$ muß auch ε_r den gleichen Wert haben. Dies ist weitgehend erfüllt z. B. bei $\mathfrak{H} = 1000$ Gauß und $p_r = 110$ mm, d. h. bei $\frac{\mathfrak{H}^2}{p} = 9100$ ist $\varepsilon_r = 16$, und bei $\mathfrak{H} = 765$ Gauß und $p_r = 64$ mm, d. h. wieder bei $\frac{\mathfrak{H}^2}{p} = 9100$ ist $\varepsilon_r = 15{,}5$. Mit derselben Genauigkeit gilt die Gesetzmäßigkeit bei andern Argumenten im ganzen Bereich, für den Angaben vorliegen.

Ob diese Beziehung zwischen ε_w und ε_r stets erfüllt ist oder nur speziell bei den beiden bisher veröffentlichten Meßreihen von Engelhardt und Sack gilt, kann erst festgestellt werden, wenn mehr Messungen über die innere Reibung von Gasen in Magnetfeldern vorliegen. Die Mitteilung von Trautz und Fröschel enthält nur eine Angabe der Größenordnung des Effektes, allerdings bei ganz anderen Werten von $\mathfrak{H}$ und p als den eben benutzten. Überträgt man die oben gefundene Gesetzmäßigkeit auch auf diese Werte, so erhält man auch hier eine Bestätigung, indem sich ε_w bei einem Druck von $p_w = 34.5 \sqrt{p_r}$ von der gleichen Größenordnung ergibt, wie sie Trautz und Fröschel für ε_r gefunden haben.

Wenn auch die angegebenen Gesetzmäßigkeiten noch weiterer Bestätigung bedürfen, so kann man doch bereits jetzt mit Sicherheit sagen, daß ein Magnetfeld die innere Reibung (η) weniger beeinflußt als die Wärmeleitung (λ), wenn man beide Größen bei gleichem Druck und gleicher Temperatur untersucht. Das Verhältnis von Wärmeleitung und innerer Reibung, welches ohne Magnetfeld proportional der spezifischen Wärme (c_v) ist, $\lambda : \eta = K \cdot c_v$ ändert also seinen Wert im Magnetfeld. Die Größe K läßt sich nicht ohne weiteres aus der elementaren kinetischen Theorie der Gase ableiten; der experimentell gefundene Wert von K kann aber nach Überlegungen von Eucken[1]) dadurch gedeutet werden, daß man die Rotationsfreiheitsgrade für die innere Reibung anders bewertet als für die Wärmeleitung. Etwas Ähnliches könnte bei dem magnetischen Effekt vorliegen, wenn man etwa daran denkt, die Änderung der Wärmeleitung und der inneren Reibung auf eine Änderung des Wirkungsquerschnitts der Sauerstoffmoleküle zurückzuführen. Die letztgenannte – möglicherweise auf quantenmechanischer Resonanz beruhende – Änderung würde für die innere Reibung und die Wärmeleitung verschieden sein, weil auch hier die Rotationsfreiheitsgrade bei beiden Vorgängen verschieden bewertet werden müßten. Genaueres kann darüber natürlich erst auf Grund einer eingehenden theoretischen Untersuchung und weiterer experimenteller Ergebnisse ausgesagt werden.

1) A. Eucken, Physik. Zeitschr. **14**, 324, 1913.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, den 18. Dezember 1932.

(Eingegangen 20. Dezember 1932.)

BESPRECHUNGEN.

Ph. Frank, Das Kausalgesetz und seine Grenzen. Gr.-8°. XV u. 308 S. Mit 4 Abb. (Schriften zur wissenschaftlichen Weltauffassung, Band 6). Wien, Julius Springer 1932. RM 18.60.

Gemäß der Philosophie des Wiener Kreises gibt es für Frank nur Erfahrungselemente und tautologische Umformungen. Unter diesem Aspekt wird das Kausalproblem betrachtet. Es wird zu scheiden versucht, was Erfahrung, was tautologisch ist. Nach einer allgemeinen Betrachtung über die Gefahren der Sinnlosigkeit bei Sätzen von großer Allgemeinheit diskutiert Frank zuerst die schärfste Formulierung, die das Kausalgesetz gefunden hat: die Laplacesche Weltformel. Es zeigt sich, daß die Wirklichkeit nicht in das Laplacesche Schema paßt. Gegen die strenge Bindung der Laplaceschen Welt haben sich Philosophen und Naturwissenschaftler gewandt, unter den letzteren vor allem Biologen, die mit dem Physikalischen allein nicht glauben auskommen zu können. Alle diese Bestrebungen werden im dritten und vierten Kapitel besprochen. Nun folgt die Behandlung der Kausalität in der modernen Physik, die besonders

die Beziehungen zur Statistik und Quantenmechanik betrachtet. Diese Überlegungen erheben sich zu dem allgemeinen Problem, ob in der Weltentwicklung Kausalität, Zufall oder Plan herrscht. Jetzt wird der Grundgedanke des Buches ausgedrückt: Es ist unmöglich, ein allgemeines Kausalgesetz so zu formulieren, daß es etwas über die wirkliche Welt aussagt. Bisher hat Frank stets die Welt der Erlebnisse als die wirkliche Welt vorausgesetzt. Das wird in einem eigenen Kapitel verteidigt, das den Gegensatz zwischen wirklicher und scheinbarer Welt ablehnt. Daß zwischen seiner Auffassung des Kausalgesetzes und dem naiven Gebrauch des allgemeinen Kausalgesetzes im praktischen Leben kein Gegensatz besteht, zeigt das letzte Kapitel des Buches.

Das Buch wirkt durch seine lose Form sehr frisch und anregend und ist, wie es bei dem Verfasser nicht anders zu erwarten war, mit einer ausgezeichneten Kenntnis der physikalischen Gedankenwelt geschrieben. Es erlaubt sich sogar gelegentlich, zu weit gehende Äußerungen der Physiker zu beschneiden. Aber das Buch will keine Physik, sondern Philosophie geben. Und da versagt es vollständig. Der Verfasser spottet oft über die „Schulphilosophie", die kein konsequentes Zu-Ende-Denken eines wissenschaftlichen Problems kenne. Er merkt nicht, daß er selber in einer Schulphilosophie steckt, in dem extremsten Positivismus, der noch nicht einmal den Anfang eines Denkens über ein philosophisches Problem kennt, weil er keines sieht. Die Dämonie der Naturwissenschaft herrscht über diesem Buche. Alles, was sich nicht mit ihrem Denken fassen läßt, gibt es nicht. Das äußert sich mitunter in grotesker Weise. So wenn es z. B. ausführt, der Unterschied zwischen freien und unfreien menschlichen Handlungen sei derselbe wie der zwischen freien und erzwungenen Schwingungen in der Mechanik. Vor allem in der Tragik des Buches als Ganzen. Es will das Kausalgesetz und seine Grenzen behandeln, in Wirklichkeit aber sagt es nichts über das Kausalgesetz, sondern untersucht den Typus der Gesetzmäßigkeit der Natur. Kausalität und Gesetzmäßigkeit werden verwechselt. Die Ahnungslosigkeit, die hier über philosophische Dinge herrscht, kann wirklich nicht mehr überboten werden. Das Buch redet über philosophische Probleme wie der Blindgeborene über Farben, wie ein Volksschüler über Abelsche Integrale. Der Verfasser wirft den Philosophen gelegentlich primitiven Dämonenglauben vor. Ich muß gestehen, eine größere Magie und einen primitiveren Dämonenglauben als in den geistigen Kreisen, aus denen das Buch erwachsen ist, habe ich noch nirgendwo gefunden. Die Physiker wehren sich mit vollem Rechte gegen Philosophen, die unbeschwert von physikalischen Kenntnissen und ohne Verständnis für physikalische Probleme sie trotzdem darüber belehren wollen. Das entsprechende Recht nehmen die Philosophen für sich in Anspruch, und sie haben ohne Zweifel weit mehr Grund, in der Art zu reagieren, in der der Verfasser glaubt über die Philosophen reden zu dürfen.

Aloys Müller.

Handbuch der Bildtelegraphie und des Fernsehens. Grundlagen, Entwicklungsziele und Grenzen der elektrischen Bildfernübertragung. Hrsg. von Dr. phil. Fritz Schröter. XVI u. 487 S. Mit 365 Textabbildungen. Berlin 1932. Verlag Julius Springer. Preis geb. RM 58.—. Inhaltsverzeichnis: I. Die Zerlegungsmethoden der Fernbildschrift. — II. Die Zerlegungsmethoden des Fernsehens (Fernkinematographie). — III. Gesetze, Probleme und Grenzen des Fernbildrasters. — IV. Lichtelektrische Zellen. — V. Bildaufzeichnung und Lichtsteuerung. — VI. Der Gleichlauf bei Fernbildgeräten. — VII. Die Bildverstärker. — VIII. Drahtlose Bildsendung. — IX. Drahtloser Bildempfang. — X. Leitungsbildübertragung. — XI. Die Formen und Anwendungen der Geräte.

Es gehört vorderhand zu den Seltenheiten auf dem Büchermarkt, Forschungen, die vorwiegend zum Zwecke technischer Anwendung betrieben wurden, bevor sie endgültig abgeschlossen sind, bereits in Form eines Handbuches zu veröffentlichen, besonders wenn diese Forschungsgebiete vorwiegend von Industrielaboratorien bearbeitet werden. Um so mehr muß es anerkannt werden, daß der Herausgeber den Mut und die Möglichkeiten fand, dieses jüngste und vielleicht zukunftsreichste Gebiet der deutschen Fernmelde- und Hochfrequenztechnik in einer außerordentlich umfassenden Weise darzustellen. Das Geleitwort von A. Karolus ist nicht nur ein Geleitwort für das Buch, sondern zugleich für die ganze Entwicklung dieses großen technischen Zweiges. In diesem Buche soll nichts unerhört Neues geboten werden, sondern alle bisher mit Erfolg beschrittenen Möglichkeiten zur Lösung der Probleme werden umfassend beschrieben. Hierin beruht der überragende Wert des Buches. Es ist ausschließlich von Mitarbeitern geschrieben, die an der Entwicklung dieses Gebietes hervorragenden Anteil genommen haben, teilweise sogar mit an der Wiege des heute unter dem Namen Siemens-Karolus-Telefunken bekannten Systems der Bildübertragung gestanden haben. Die Verteilung der Arbeitsgebiete auf die Mitarbeiter wurde so gewählt, daß man wohl sagen kann, daß keiner dieser Mitarbeiter nicht auf dem von ihm übernommenen Gebiet Grundlegendes geleistet hat. Der Wert des Buches für die Leser der vorliegenden Zeitschrift beruht darin, daß Herausgeber und Mitarbeiter bestrebt waren, die Unzahl von physikalischen Erscheinungen, die in diesem Arbeitsgebiet Anwendung finden, auch vom rein physikalischen Standpunkt aus eingehend zu behandeln. Wenn auch der Herausgeber im Vorwort betont, daß er vorzugsweise die Arbeiten der ihm nahestehenden Laboratorien behandelt hätte, so ist man trotzdem erstaunt über die Fülle von Material fernstehenderer Arbeitskreise, das bei Erörterung von diesem oder jenem Problem herangezogen wird. Ausgeführte und nicht ausgeführte Vorschläge von verschiedenster Seite werden hier mit einer wertvollen Kritik aufgezählt.

Das Buch bildet alles in allem nicht nur einen hervorragenden Überblick über den derzeitigen Stand der Arbeiten, sondern mit seinen zahllosen grundsätzlichen Erwägungen auch gleichzeitig ein unentbehrliches Hilfsmittel für jeden, der auf diesem Gebiet Neues schaffen will. Denn es wird wenig neues in den nächsten Jahren auf diesem Gebiet auftauchen, das nicht schon in seinen Grundprinzipien in diesem Buch behandelt ist.

Im ganzen ein Buch, wie es selten auf einem Gebiete geschaffen wird, wo alles Material noch so

neu und noch so in Gärung ist, zu dem man Herausgeber, Mitarbeiter und Verleger nur beglückwünschen kann. Zu hoffen ist nur, daß in der heutigen Notzeit das Buch trotz seines hohen Preises den großen Absatz findet, den es verdient.

O. Mittelstaedt.

L. Prandtl, Abriß der Strömungslehre. Gr.-8°. VI u. 223 S. Mit 221 Abb. Braunschweig 1931. Friedr. Vieweg & Sohn. RM 13.80, geb. RM 15.40.

Bei der Besprechung des I. Bandes von Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik (diese Zeitschr. **31**, 143, 1930) äußerte der Referent den Wunsch, der von Prandtl verfaßte Abschnitt „Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper" möchte auch als Sonderdruck erscheinen. Dieser Wunsch ist mit dem vorliegenden Abriß erfreulicherweise in Erfüllung gegangen. Besonders begrüßenswert erscheint, daß hier ein vierter Abschnitt „Strömung mit erheblichen Volumenänderungen (Gasdynamik)" hinzugekommen ist, so daß man in einem Bändchen die Mechanik der inkompressiblen und der kompressiblen Flüssigkeiten vereinigt findet.

Zur allgemeinen Würdigung sei auf das oben angegebene frühere Referat verwiesen. Die Darstellung steht didaktisch und wissenschaftlich auf gleich hoher Stufe; sie vereinigt in glücklicher Weise physikalische Anschaulichkeit und theoretische Schärfe. Sowohl für den Physiker wie für den Ingenieur dürfte der Prandtlsche Abriß der schnellste und beste Führer durch die klassische in die moderne Hydrodynamik sein.

L. Schiller.

C. J. Smith, Intermediate Physics. 8°. VIII u. 664 S. Mit 500 Figuren. London. Edward Arnold & Co. Geb. sh 14.—.

Das Werk ist bestimmt zur Vorbereitung für das „Zwischenexamen" (Intermediate), das in England die etwa Sechzehnjährigen abzulegen haben, bevor sie die Universität beziehen, und das daher ungefähr unserem Abitur entspricht, und soll zugleich zum Gebrauch während der ersten Universitätssemester dienen.

Es ist daher weniger interessant, über das Buch an sich zu berichten, als es mit den ungefähr entsprechenden deutschen Werken zu vergleichen. Dabei fallen vor allem zwei Dinge auf: Ein deutsches Buch pflegt viel mehr Rücksicht auf didaktische Gesichtspunkte zu nehmen, während das englische eher wie ein Repetitorium wirkt. Bei uns würde man den größten Nachdruck auf Problemstellung legen, auf die Art und Weise, wie man zu einem physikalischen Gesetz gelangt, während der Engländer sich wenig um Begriffsbildung kümmert, in Mechanik und Optik gar die Gesetze axiomatisch an die Spitze stellt, und zwar in aller Kürze, und das Experimentelle weniger als Bestätigung des Gesetzes als vielmehr in Gestalt von Apparatekunde und Meßverfahren nachfolgen läßt — übrigens ohne technische Anweisungen wie etwa in unserem Kohlrausch. Und hierin wiederum mutet das englische Buch seinem Leser ein Vielerlei zu — die Methoden zur Bestimmung der Oberflächenspannung, thermischer Eigenschaften, der Widerstandsmessung sind besonders ausführlich behandelt —, wie es ein deutscher Lehrer bei dieser Altersstufe nicht wagen würde, nicht einmal wollte, weil er Wesentlicheres (zusammenfassende und wertende Gesichtspunkte) darüber zu versäumen fürchtete. Zweitens wirkt das Buch des Engländers weniger modern als die unseren, so in der Verwendung von Begriffen wie der magnetischen Menge, in der Stoffanordnung, wo sich bei uns bereits eine Änderung in der Elektrizitätslehre durchzusetzen beginnt, und damit zusammenhängend im Vielerlei der Maßsysteme — in der Dynamik führt der Verfasser außer dem absoluten cm-gr-sec-System ein weiteres absolutes, das Fuß-Massenpfund-sec-System, und dazu noch das technische System ein. Ferner ist die Physik des Atoms absichtlich sehr kurz behandelt, „just sufficient perhaps to whet a student's appetite for more, but not sufficient to distract him from the more fundamental parts of the subject".

Die Darstellung ist knapp und klar, mitunter etwas oberflächlich (z. B. bei der Frage, wozu der Kondensor beim Projektionsapparat dient). Einige historische Ungerechtigkeiten dürfen nicht verschwiegen werden: So wird die bekannte Influenzmaschine nach Wimshurst statt nach Holtz benannt, der Name J. R. Mayers bei seiner Berechnung des mechanischen Wärmeäquivalents nicht genannt und die Lauesche Entdeckung zugunsten der Braggschen Leistung völlig unterdrückt. Bei den Figuren wirken gelegentlich unwesentliche Einzelheiten verwirrend, doch sind sie sehr sauber ausgeführt. Auch sonst ist die Ausstattung vorzüglich.

E. Nies.

Tagesereignisse.

Die Universität und die Technische Hochschule Breslau werden vom 1. April 1933 in der Weise vereinigt, daß die Technische Hochschule als ingenieurwissenschaftliche Fakultät der Universität angegliedert wird. Die Vereinigung soll den Gedanken der engen Zusammenarbeit aller Wissenschaften als Gegengewicht gegen die Gefahr fachlicher Zersplitterung zur Geltung bringen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Freiburg i. Br. Dr. Herbert Fröhlich für Physik, an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Ernst Wilhelmy für Physik und physikalische Grundlagen der Medizin.

Ernannt: Die Privatdozenten an der Universität Jena Dr. Herbert Brintzinger (anorganische und physikalische Chemie) und Dr. Karl Wagner (Chemie), der Privatdozent für Physik an der Universität Berlin Dr. Karl Weißenberg, zu a. o. Professoren an der gleichen Hochschule.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der allgemeinen Chemie an der Technischen Hochschule Zürich Dr. Eugen Bamberger in Ponto-Tressa, der frühere Privatdozent für Chemie an der Universität und Technischen Hochschule Berlin Dr. Paul Köthner, der Leiter des Chemischen Kontroll-Laboratoriums der Firma E. Merck in Darmstadt Dr. Franz Stadlmayr, der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Freiburg i. Br. Geheimer Rat Dr. Franz Himstedt, der frühere ord. Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule Hannover Geh. Regierungsrat Dr. Karl Rodenberg.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.